

# ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE, BAND 12, HEFT 4, FEBRUAR 1932

## *Über die volle differentiale Sekundärstrahlung in Luft für Elektronen mittlerer Geschwindigkeit<sup>1)</sup>*

Von E. Kipphan

(Mit 12 Figuren)

### I. Einleitung

Bei der Untersuchung von Kathodenstrahlwirkungen in der Materie sind zwei Begriffe streng auseinanderzuhalten<sup>2)</sup>, derjenige des Strahls und derjenige des Elektronenwegs.

1. Als *Kathodenstrahl* oder kurz *Strahl* bezeichnet man eine Gesamtheit von Elektronen, die nach Richtung und Größe gemeinsame Mittelgeschwindigkeit haben. Die Strahllänge in einem Medium ist dann die in Strahlrichtung durchsetzte Schichtdicke desselben.

Der *Elektronenweg* ist demgegenüber die Länge der wirklichen Bahn des Einzelelektrons, die vom Strahlweg abweichen kann.

Betrachtet man im besonderen die Sekundärstrahlung in Gasen, so kommen einige weitere Gesichtspunkte hinzu:

2. Man kann die Zahl der Sekundärelektronen betrachten, die ein Primärelektron auf 1 cm Strahlweg im Parallelfall<sup>3)</sup> erzeugen kann. Lenard nannte die so definierte Sekundärstrahlung die *direkte differentiale Sekundärstrahlung*  $s$ ; sie wird bei kleinem Gasdruck und im seitlich zum Strahl engen Raum gemessen, so daß nur Elektronen in Strahlrichtung zur Sekundärstrahlung beitragen können. Der Wert von  $s$  ist für

1) Dissertation aus dem Radiologischen Institut der Univ. Heidelberg, vorgelegt am 18. Juli 1931.

2) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, 1925 (abgek.: Q. ü. K.) S. 44. P. Lenard u. A. Becker, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. XIV (abgek.: Hdb. XIV.) S. 50.

3) Q. ü. K. S. 44. Hdb. XIV. S. 50.

Primärgeschwindigkeiten von Trägerbildungsspannung bis 0,97 Lg bekannt.<sup>1)</sup>

Statt nach der Sekundärstrahlung auf der Einheit des Strahlwegs kann man auch nach der gesamten Sekundärelektronenzahl fragen, die ein Elektron von bestimmter Anfangsgeschwindigkeit befreien kann, bis es die Fähigkeit, sekundärstrahlbildend zu wirken, verliert. Will man die Sekundärstrahlung unter diesem Gesichtspunkt messen, so verfährt man folgendermaßen: Man läßt Elektronen bekannter Geschwindigkeit in einen weiten Gasraum treten, in dem sie ihre Energie an die Gasmoleküle abgeben können, ohne die Wände zu erreichen. Die unter diesen Bedingungen von einem Elektron erzeugte Trägerpaarzahl wird die *volle totale Sekundärstrahlung* ( $S_0$ ) genannt.<sup>2)</sup>

3. Schon lange vor der unmittelbaren Messung der totalen Sekundärstrahlung versuchte man, ihren Wert aus den vorhandenen Vorstellungen über die Elektronenwege im trüben Medium und der schon bekannten direkten differentialen Sekundärstrahlung zu berechnen.<sup>3)</sup> Die so berechneten und die später gemessenen Werte der totalen Sekundärstrahlung stimmten jedoch nicht überein.<sup>4)</sup> Die beobachteten Werte sind größer; es liegt dies daran, daß die Elektronen längere Wege zurücklegen können, als bei der Berechnung angenommen war. Bei der Messung des Absorptionskoeffizienten<sup>5)</sup>, der bei der Umrechnung benutzt wird, bezieht man sich aber nur auf Elektronen, die zum Strahl gehören, während die totale Sekundärstrahlung auch Wirkung (unecht) absorbiert Elektronen umfaßt, die außerhalb des Strahls sich befinden.

4. Will man die differentiale Sekundärstrahlung mit der totalen in Zusammenhang bringen, so muß man auch sie unter

1) Literaturzusammenstellung und Ergebnisse: Q. ü. K. S. 143f. Hdb. XIV. S. 224f. Neuere Arbeit: E. Buchmann, Ann. d. Phys. 87. S. 509. 1928.

2) Definition: Hdb. XIV. Zusammenstellung der bisherigen Ergebnisse: A. Eisl, Ann. d. Phys. 3. S. 277. 1929.

3) W. Kossel, Ann. d. Phys. 37. S. 407. 1912.

4) P. Lenard, Ann. d. Phys. 80. S. 17. 1926.

5) Definition und Meßmethode: Q. ü. K. S. 73f. Hdb. XIV. S. 136f.

bis denselben Bedingungen messen. Es kann dies folgendermaßen geschehen<sup>1)</sup>: In dem im möglichst allseitig unbegrenzten Medium laufenden Strahl wird durch zwei parallele Netze eine Schicht begrenzt, die sich in Strahlrichtung 1 cm erstreckt, während sie senkrecht zum Strahl unbegrenzt sein soll. Das von diesen beiden Netzen umschlossene Volumen soll im folgenden mit „Meßschicht“ bezeichnet werden. Die in ihr erzeugte Sekundärstrahlung wird die *volle differentiale Sekundärstrahlung* ( $s_0$ ) genannt; differential, weil die Sekundärstrahlung in Strahlrichtung auf die Einheit des Strahlwegs bezogen wird; voll, weil ein den Strahl nach der Seite verlassendes Elektron ungehindert von Meßraumwänden voll zur Sekundärstrahlenerzeugung ausgenutzt werden kann. Elektronen, die die Meßschicht vor ihrer vollständigen Ausnutzung verlassen, werden mit im folgenden zu prüfender Annäherung durch ebenso viele andere ersetzt, die aus den Nachbarschichten in die Meßschicht gelangen.

Es zeigte sich aber, daß der vollen Durchführung der Messungen auf dem angegebenen Weg Schwierigkeiten entgegenstehen, die zum Teil in der Natur der Dinge liegen. Hierbei konnten aber Ergebnisse erhalten werden, die neue Aufschlüsse über das Verhalten der Elektronen in Gasen liefern. Eine ausführliche Zusammenstellung der Ergebnisse befindet sich am Schluß der Arbeit.

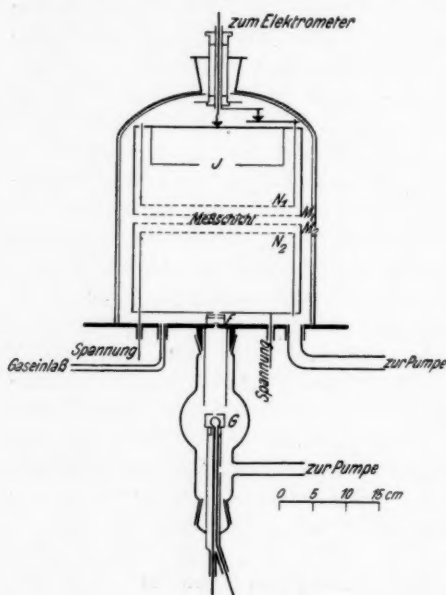
## II. Versuchsanordnung und Meßweise

### A. Strahlerzeugung

5. *Der Strahlerzeugungsraum* (Fig. 1) war gegen den Gasraum, in dem die Sekundärstrahlung gemessen wurde, durch ein Aluminiumfenster  $F$  abgeschlossen. Als Elektronenquelle diente ein Wolframdraht  $G$ , dessen Glühstrom einer isoliert aufgestellten Akkumulatorenbatterie entnommen wurde. Zur Zentrierung des Strahls befand sich in 1 cm Entfernung vom Glühdraht eine mit der Kathode verbundene Blende von 0,4 cm Öffnung. Die Glaswand der Röhre war durch ein eingeschobenes geerdetes Messingrohr vor dem Auftreffen von Elektronen geschützt.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 80. S. 21. 1926.

Als Spannungsquelle diente eine Stabilivoltanlage. Die Spannungsmessung erfolgte bis 54 kV mit einem Thomson'schen Hochspannungselektrometer, das eine Einstellung der Spannung auf 0,5 v. H. gestattete. Geeicht wurde es mittels eines hochohmigen Flüssigkeitswiderstandes und eines Galvano-



Versuchsanordnung

Fig. 1

möglichste Konstanz des Elektrolyten gesorgt. An der über das Galvanometer geordneten Anode war das Glasrohr zwischen Flüssigkeitsoberfläche und Elektroden einsmelzung durch ein eingeschmolzenes, geerdetes Kupferrohr unterbrochen, wodurch ein Überkriechen von Ladung längs der Glasoberfläche zum Galvanometer unmöglich gemacht war. Vor und nach dem Anschluß der Elektrometerskalenteile an die Galvanometerausschläge erfolgte eine Eichung, indem die direkt gemessene

Das Widerstandsgefäß war eine Kapillare von 0,1 cm Durchmesser und 75 cm Länge; zur Aufnahme der Elektroden waren an beiden Enden rechtwinklig nach oben gebogene weitere Glasröhren angeschmolzen. Die Elektroden waren amalgamierte Cadmiumbleche, der Elektrolyt eine gesättigte Lösung von Jodcadmium in Amylalkohol.<sup>1)</sup>

Durch Einsmelzen der Elektroden und Abschmelzen der Einfüllöffnung war für

1) W. Hittorf, Wied. Ann. 7. S. 553. 1879.



Spannung einer Akkumulatorenbatterie von 750 Volt an den Widerstand gelegt wurde.

Evakuiert wurde die Erzeugungsröhre durch ein hintereinandergeschaltetes Pumpenaggregat, bestehend aus einer Ölkapselpumpe, einer Quecksilbertrommelpumpe und einer einstufigen Glasdiffusionspumpe. Zwischen Diffusionspumpe und Röhre befand sich ein mit flüssiger Luft gekühltes Ausfriergefäß. Die Anode war in die Röhre eingekittet, nur die Kathode war der leichteren Erneuerung des Glühdrahts wegen mittels eines Schiffs eingeführt.

#### B. Der Beobachtungsraum

6. Der *Meßraum* (Fig. 1) wurde aus einem Pumpenteller und daraufgesetzter Glocke gebildet. Der Teller war eine eben gedrehte kreisrunde Messingplatte von 40 cm Durchmesser und 2 cm Dicke. Auf ihrer Unterseite war der Anodenschliff zentrisch eingelötet. Ein konisches Loch, das oben 0,1 cm Minstdurchmesser hatte und dort durch die aufgekittete Fensterfolie verschlossen war, ließ den Strahl vom Erzeugungsraum in den Meßraum treten. In eine zentrisch um die Fensteröffnung gedrehte Rille konnten Blendenrohre gesteckt werden, so daß eine beliebig scharfe Ausblendung des aus dem Fenster diffus austretenden Strahls möglich war. In vier weiteren Durchbohrungen des Tellers waren Messingröhren eingelötet, in die das zur Pumpe führende Rohr, die Gas-einlaß- und Manometerleitung und die Spannungszuführungen eingekittet waren. Um möglichste Dampffreiheit zu erzielen, waren die Kittungen an der Vakuumseite mit Schellack ausgeführt und nur gegen die atmosphärische Luft zu mit dicht schließendem Kitt überzogen. Auch die Kittung des Fensters war mit Schellack überschmolzen. Die Glocke wurde ohne Dichtungsmittel an ihrer Schlißfläche auf den Teller aufgesetzt; dann wurde außenherum ein Kittwulst aufgeschmolzen.

Die Glocke konnte durch eine 4stufige Stahldiffusionspumpe evakuiert werden, die als Vorpumpe eine schnell wirkende Ölkapselpumpe hatte. Da eine Meßreihe aus abwechselnden Messungen im Gas und im Vakuum sich zusammensetzte, so war zur schnellen Evakuierung des Raumes eine kurze, weite Verbindung zwischen Glocke und Pumpe nötig. Das ver-

bindende Rohr hatte 2,6 cm Innendurchmesser; die Bohrung des wegen der Gasmessung notwendigen Abschlußhahns gegen die Pumpe betrug 2,0 cm. Zwischen Hahn und Beobachtungsraum war eine große, mit flüssiger Luft gekühlte kugelige Quecksilberdampfzelle eingeschaltet. Als Druckmesser diente ein Kompressionsmanometer bzw. ein gewöhnliches offenes Quecksilbermanometer. Das zu untersuchende Gas wurde über Phosphorpentoxyd und durch ein in flüssige Luft tauchendes Kühlrohr in die Glocke eingelassen. Zur schnellen Einbringung immer derselben Gasmenge war die Zuleitung durch Hähne in mehrere Abteilungen geteilt.

Auf dem Teller war die *Meßanordnung* aufgebaut. Auf drei Bernsteinfüßchen saß eine Messingkreisscheibe von 25 cm Durchmesser und 0,4 cm Dicke. In der Mitte trug sie eine konische Bohrung von 0,9 cm Mindestdurchmesser zum Durchtritt des Strahls. Am Umfang der Scheibe waren senkrecht zu ihr vier Stäbe von 13 cm Länge eingeschraubt, die einen ebenen Messingring trugen, auf den das Netz aufgelötet war. Die Seitenwand dieses Käfigs bildete ein um die Stäbe gelegter dünnwandiger Zylinder aus Messingblech. Dieser Mantel konnte seitlich geöffnet werden, so daß das Käfiginnere für Variationen zugänglich war, ohne daß die gesamte Anordnung auseinandergenommen werden mußte. In den Ring waren drei Bernsteinsäulchen eingelassen, auf denen auf Stellschraubchen ein gleichdimensionierter Käfig ruhte, jedoch mit dem Netz an der Unterseite. Durch diese beiden Netze wurde die Meßschicht begrenzt. Der obere Käfig diente außer als Netzhalter zugleich als Auffangekäfig für die Primärelektronen. Die Netze hatten einen Durchmesser von 21 bzw. 23 cm; ihr Material war eine Kupfer-Silberlegierung; die Drahtdicke betrug 0,05 mm, die Maschenweite 1 mm<sup>2</sup>.

Zur Elektrizitätsmengenmessung (Schaltung vgl. Fig. 2) war der obere Käfig mit einem Binantelektrometer verbunden, das durch zuschaltbare Kapazitäten auf verschiedene Mengenempfindlichkeit gebracht werden konnte. Mit der Elektrometeranordnung war dauernd ein Influenzierungskondensator in Verbindung, so daß die Kapazitätsverhältnisse genau bestimmt werden konnten. Die Elektrometerleitungen wurden bernsteinisoliert durch den oberen Tubus der Glocke geführt;

der Kontakt zwischen den in die Glocke eingekitteten Teilen und dem auf dem Teller aufgebauten oberen Käfig und seinem (weiter unten erwähnten) Innennetz  $N_1$  wurde beim Überstülpen der Glocke hergestellt. Zwei durch Spiralfedern mit den entsprechenden Elektroden der Glocke in Verbindung stehende Messingklötze trugen als Füße je drei eingelötete Nähnadeln, mit denen sie sich auf den Käfig bzw. auf ein von dem Käfig isoliertes, mit dem Innennetz verbundenes Blech aufsetzten. Durch den hohen Druck unter den Nadelspitzen wurde guter Kontakt gewährleistet.

Inneneinrichtung der Glocke, Elektrometer und Zuleitungen waren elektrostatisch geschützt.

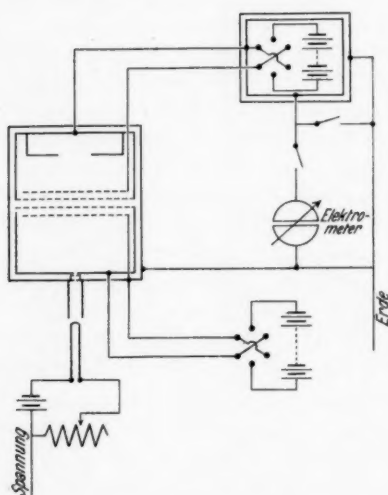
7. Wegen der größeren Konstanz der Strahlintensität wurde auch während einer langen Meßreihe Glühstrom und Spannung nie von der Kathode abgeschaltet. Die Messung einer bestimmten Elektrizitätsmenge erfolgte dann so, daß das mit dem Auffangkäfig verbundene Elektrometer durch Erden des Käfigs auf das Potential 0 gebracht wurde, während am unteren Netz eine positive oder negative Spannung lag. Darauf wurde die Erdung aufgehoben, und nach einer gemessenen Zeit das Elektrometer vom Käfig getrennt und letzterer wieder geerdet. Dadurch wurde eine durch Influenzierung störende Weiteraufladung des Elektrometerskäfes vermieden. Hatte sich der Ausschlag am Elektrometer eingestellt, so wurde es wieder mit dem geerdeten Käfig verbunden.

### C. Trägermessung

8. Bei der Trägermessung sollte das zwischen den 1 cm voneinander entfernten Netzen angelegte Feld die Träger des einen Vorzeichens, die in der Meßschicht entstanden, zum Elektrometerskäf treiben, worin sie zusammen mit der Primärintensität gemessen werden sollten. Bei dieser einfachen Netz-anordnung zeigte sich jedoch, daß die meßbare Elektrizitätsmenge nicht ausschließlich durch die Vorgänge in der Meßschicht bedingt war, sondern daß auch Beiträge aus dem an die Schicht angrenzenden Gasvolumen auftraten, woraus auf nicht genügende elektrische Abgrenzung der Meßschicht zu schließen war. Es war zunächst an Kraftliniendurchgriff an den Netzen als Ursache dieser Erscheinung zu denken; In-

fluenzierungen durch ein solches Netz hindurch ergaben aber, daß auf eine 0,3 cm hinter dem Netz befindliche Platte nur noch 2 Proz. der Menge influenziert wurde, die das Netz empfing. In größerer Entfernung hinter dem Netz nahm die influenzierte Menge schnell ab. Die beobachtete Störung war demnach weniger auf durchgreifende elektrische Felder als offenbar auf *Trägerdiffusion* zurückzuführen.

Zwei Wege standen danach noch zur Verfügung, um Träger aus dem Käfiginnern von der Meßschicht fernzuhalten. An Stelle der Netze wurden dünne Aluminiumfolien (0,0005 mm)



Schaltanordnung

Fig. 2

Beseitigung fremder Träger war die Anbringung von *Feldern* im Innern der Käfige, welche die außerhalb gebildeten Träger verhinderten, in die Meßschicht zu diffundieren.

Durch geeignete Anordnung der trägerverzehrenden Felder konnte man auch den geringfügigen Kraftliniendurchgriff als Fehlerquelle vollständig ausschalten. Der Abstand der Meßschichtnetze betrug 1,00 cm. Stellte man im Innern der Käfige

zur Schichtbegrenzung gewählt; diese stellen für Elektronen der betrachteten Geschwindigkeit praktisch kein Hindernis dar, während sie langsame Elektronen und Träger zurückhalten. Da hierbei aber die Diffusion des Strahls im Gas (vgl. Abschn. 19) überlagert wurde von einer in den Folien hinzukommenden, so wurde diese Methode wegen der größeren Korrekturen, die an den Beobachtungswerten anzu bringen gewesen wären, wieder verlassen. Die zweite Möglichkeit der

jedem Netz in ebenfalls 1 cm Entfernung ein gleichbeschaffenes Netz gegenüber (vgl. Fig. 2), das das Potential des Gegenkäfigs hatte, so war der Einfluß des Kraftliniendurchgriffs auf die differentiale Sekundärstrahlung vollständig beseitigt. Griff eine Kraftlinie der Meßschicht ins Innere eines Käfigs durch und führte so zuviel Träger zum Elektrometer, so griff dafür auch eine Kraftlinie des Gegennetzes in die Meßschicht hinein und führte aus der Meßschicht genau so viele Träger weg, die dann bei der Elektromettermessung fehlten. Im Innern des oberen Käfigs mußten die Träger beider Vorzeichen zum Elektrometer geführt werden, so daß sich ihre Ladungen aufhoben. Dazu mußte die das Innenfeld erzeugende Spannungsquelle mit dem Elektrometer in Verbindung sein. Als Spannungsquelle war eine leichte Trockenbatterie gewählt, die auf einem durch Bernsteinfüße isolierten Schemel stand. Über eine gleichfalls isolierte Quecksilberwippe wurden die beiden Pole der Batterie zu dem Käfig und seinem Innennetz geführt. Batterie und Wippe standen in ihrerseits elektrostatisch geschützten Blechkästen, die mit dem einen Pol der Batterie leitend verbunden waren. Die statische Aufladung dieser Kästen wurde mit dem Elektrometer gemessen. Durch die metallische Oberfläche wurde Rückstands-bildung vermieden (vgl. Fig. 2).

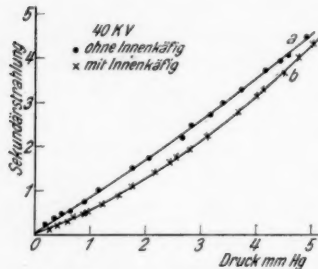
Die Felder waren so gewählt, daß Sättigung des Trägerstromes eintrat aber noch keine Trägerbildung durch schnell bewegte Elektrizitätsträger. Die Felder waren 20 Volt/cm für 0,01 mm Hg bis 70 Volt/cm für 10 mm Hg-Druck.

#### D. Messung der Primärintensität

9. Die in der Meßschicht gebildete Trägerzahl soll auf die dort vorhandene Intensität bezogen werden. Die Aufladung eines Faradaykäfigs ist ein Maß für die *Strahlintensität* an seiner Öffnung. Trifft jedoch bei der benutzten Anordnung der Strahl auf den Boden des Auffangekäfigs auf, so bleiben nicht alle Elektronen im Käfig, sondern ein Teil der von der Auffangefläche rückdiffundierenden Elektronen kann infolge der hier angewandten weiten Netzöffnung den Käfig wieder verlassen und noch einmal die Meßschicht durchlaufen. Sie entziehen sich also der Primärintensitätsmessung, während sie

andererseits wiederholt zur Trägerbildung beitragen. Beide Fehler wirken in dem Sinn, daß die differentiale Sekundärstrahlung zu groß erscheint (vgl. Kurve *a* der Fig. 3).

Der größte Teil der rückdiffundierenden Elektronen kann durch eine geeignet hinter der Meßschicht befestigte Blende *I* am nochmaligen Erreichen der Schicht gehindert werden. Im



Einfluß der Rückdiffusion

Fig. 3

durch elektronendurchlässige Aluminiumfolie geschützte photographische Platte geklemmt und im Vakuum bestrahlt. Aus der Lage des geschwärzten Strahlflecks konnte ersehen werden, daß der Strahl wirklich in den Innenkäfig eintrat. Mit dieser Anordnung wurde die Kurve *b* der Fig. 3 beobachtet, die eine geringere Sekundärstrahlung anzeigt. Verschoß man den Innenkäfig durch ein Messingblech, so fand an dieser Auf- fangefläche Rückdiffusion statt, und es wurde wieder die erhöhte differentiale Sekundärstrahlung der Kurve *a* gemessen, ein Zeichen, daß Elektronen mehrmals die Schicht durchlaufen haben. Durch verschiedene Variationen war es möglich zu prüfen, wie weit auch bei offenem Innenkäfig eine Wirkung der rückdiffundierten Elektronen noch merklich war. Eine Vergrößerung der Öffnung von 3 cm auf 6 cm Durchmesser brachte keine Änderung der gemessenen Sekundärstrahlung mit sich; ebenso war ein Berußen des Käfigbodens einflußlos. Ersetzte man die messingene Innenblende durch eine ebensolche aus Aluminium, so ergab sich auch keine Änderung der gemessenen Sekundärstrahlung. Da die Rückdiffusionskonstante

Elektrometerkäfig ist zu diesem Zweck ein innerer, meist 5,5 cm tiefer Käfig mit enger Öffnung angebracht (vgl. Fig. 1). Der aus der Blendenanordnung sich ergebende geometrische Strahldurchmesser betrug an der Stelle der 6 cm weiten Öffnung des Innenkäfigs 1,5 cm. Die Zentrierung des Strahls auf den Innenkäfig wurde durch eine Strahlphotographie geprüft. An die Außenseite des Innenkäfigs wurde eine gegen Lichtwirkung

von Messing 0,43 und die von Aluminium 0,28 beträgt<sup>1)</sup>, so hätte sich bei dieser Variation eine an der Vorderseite stattfindende Rückdiffusion bemerkbar machen müssen. Schließlich fand sich, daß auch die Verringerung der Tiefe des Innenkäfigs von 5,5 cm auf 2,0 cm, wie sie für einige Versuche erforderlich war, keine vermehrte Rückdiffusion in merklicher Weise mit sich brachte.

Eine Störung der Messung durch rückkehrende Elektronen konnte demnach bei der gewählten Anordnung in allen Fällen als beseitigt gelten.

#### a) Intensitätsmessung im Gas

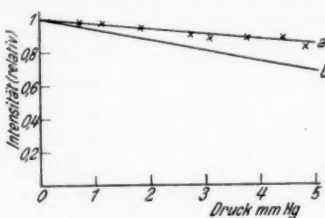
10. Die Intensität, auf die der in der Meßschicht vorhandene Trägerstrom bezogen werden sollte, wäre am einfachsten durch eine *direkte Messung der Primärintensität im Gas* zu finden gewesen. Bei demselben Gasdruck, bei dem die Träger gemessen wurden, müßte man dann auch die Elektrizitätsmenge bestimmen, die durch die Primärelektronen allein zum oberen Käfig geführt wurde. Da durch Felder zwischen Elektrometerkäfig und Umgebung im leitenden Gas auch Träger des einen Vorzeichens zum Elektrometer getrieben wurden, so waren alle Felder zu vermeiden. Die Innennetze waren mit ihren Käfigen auf dem gleichen Potential; in der Meßschicht war auch die Kontaktpotentialdifferenz durch Anlegen einer Gegenspannung kompensiert. Die Bestimmung der Kontaktpotentialdifferenz geschah durch Isolation des Elektrometers und Messung seiner Aufladung, während das Gas der Meßschicht durch Bestrahlen leitend erhalten wurde. Da auch das Feld des sich aufladenden Elektrometers störend wirkte, so wurde die Intensitätsmessung mittels Galvanometers versucht. Aber trotz dieser Feldfreiheit konnte keine Intensitätsmessung im Gas genügend genau durchgeführt werden; kleine Änderungen der Kontaktpotentialdifferenz, die ständig auftraten, wohl durch Temperaturänderungen, brachten sofort einen großen Fehler mit sich; bei den benutzten hohen Gasdrucken und den breiten sich gegenüberstehenden Netzflächen überlagerte auch bei schwachem Feld ein Trägerstrom von der Größe des Elektronenstroms den letzteren.

1) Q. ü. K. S. 233; Hdb. XIV. S. 368.



## b) Intensitätsmessung im Vakuum

11. Ohne Fälschung durch Träger konnte die in die Meßschicht gelangende Intensität im hohen Vakuum gemessen werden, wobei dann die im Gas noch vorhandene Intensität nach dem Absorptionsgesetz errechnet werden konnte. Der Einfluß der im verdiffundierenden Strahl über dem Aluminiumfenster sich befindenden Blenden auf die Intensitätsabnahme im Gas mußte mit einer besonderen Meßanordnung bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurde unmittelbar über diesen Blenden ein Paraffinkondensator<sup>1)</sup> angebracht, mit dem bekanntlich Intensitätsmessungen im leitenden



Intensitätsabnahme  
Fig. 4

Gas möglich sind. Der Abstand zwischen der letzten Blende und der Auffangeleiche des Kondensators war 0,4 cm, der Durchmesser der Auffangeleiche 0,6 cm. Mit dieser Anordnung konnte die aus den Blenden austretende Strahlintensität nacheinander im Vakuum und bei Gasdruck gemessen und das Schwächungsverhältnis durch das Gas bestimmt werden. Die weitere Intensitätsverringerung auf dem Gasweg bis zur Meßschicht war nach dem Absorptionsgesetz zu berechnen. Das Ergebnis solcher Bestimmungen wird durch Fig. 4 veranschaulicht. Kurve *a* zeigt die mit dem Kondensator gemessene Intensitätsabnahme mit wachsendem Gasdruck unmittelbar über den Blenden, während Kurve *b* die in der Meßschicht wirksame Intensität bei variierten Gasdrucken angibt.

## c) Intensitätsbestimmung aus dem Trägerunterschied

12. Ein direkterer und darum auch genauerer Weg ist die gleichzeitige Messung der Primärintensität und der Träger, die in der Schicht gebildet werden. Ist  $-e$  die Primärintensität und  $+T$  bzw.  $-T$  die Trägerzahl eines Vorzeichens, so ist die gemessene Ladung für negatives unteres Netz

$$E_1 = -e - T$$

1) A. Becker, *Ann. d. Phys.* **13**, S. 394. 1904; *Hdb.* XIV. S. 84.

und für positives unteres Netz

$$E_2 = -e + T.$$

Daraus ergibt sich

$$-e = \frac{E_1 + E_2}{2}, \quad |T| = \frac{E_1 - E_2}{2}.$$

Die nach dieser und der vorigen Methode gefundenen Primärintensitäten stimmen für Drucke bis 0,5 mm Hg überein; bei höheren Drucken blieb die aus der Vakuumintensität errechnete Intensität etwas hinter der durch den Mengenunterschied  $E_1 - E_2$  gemessenen zurück. Wegen der größeren Einfachheit und Sicherheit des letzten Weges wurde hauptsächlich dieser benutzt. Die Errechnung aus der Vakuumintensität diente nur zur gelegentlichen Kontrolle; bei manchen Variationen der Käfige konnte sie wegen veränderter Blendenanordnung auch gar nicht angewendet werden.

Auch bei bestmöglichem Vakuum ( $p < 10^{-4}$  mm Hg) ergab sich beim Umkehren des Feldes zwischen den Netzen eine Änderung der gemessenen Elektrizitätsmenge um 5 Proz. Diese Änderung konnte durch Träger eines *Dampfrestes* und durch *Sekundärstrahlung der Netze* verursacht sein. Durch Variationen der Meßschichtdicke und der Drahtmenge der Netze konnte die Herkunft dieser Elektrizitätsmengen bestimmt werden. Verdoppelte man nämlich den Netzaabstand, ließ jedoch die Drahtzahl unverändert, so ergab sich auch fast eine Verdopplung der Änderung bei der Feldumkehr. Die Änderung war also überwiegend einem Dampfrest zuzuschreiben. Umgekehrt brachte eine Verdopplung der Drahtzahl bei gleichem Netzaabstand eine kleine Zunahme der Änderung mit sich. Bei der Bestimmung der Intensität aus dem Trägerunterschied bewirken Netzstrahlung und Dampfrest eine geringfügige Verschiebung der Kurve nach oben, so daß sie nicht nach dem O-Punkt zielt. Wurde die Primärintensität jedoch im Vakuum bestimmt, so wurde nach der im Gas angewandten Methode die gemessene Intensität von dem kleinen Einfluß der Träger befreit:

$$E_1 = -e - T_{\text{Dampf}} - \sigma_a,$$

$$E_2 = -e + T_{\text{Dampf}} + \sigma_o.$$

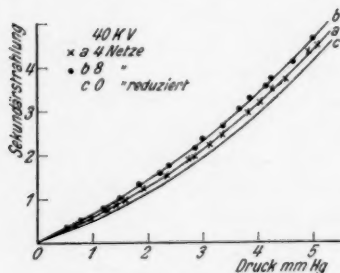
$\sigma_u = \sigma_o$ , die Sekundärstrahlung des unteren Netzes wurde gleich der des oberen angenommen:

$$-e = \frac{E_1 + E_2}{2}.$$

### E. Netzeinfluß

13. Die in der Meßschicht erzeugte Trägerzahl hing auch davon ab, wieviel Netze der Strahl bis zu seinem Eintritt in die Schicht durchlaufen mußte. Außer durch ihre Sekundärstrahlung konnten die Netze noch durch zwei andere Einwirkungen den Strahl verändern. Elektronen, die Wege in den Netzdrähten zurücklegten, können eine Änderung sowohl ihrer Richtung als auch ihrer Geschwindigkeit erfahren. Beide

Fehler vergrößern den Wert der differentialen Sekundärstrahlung. Die notwendige Zahl der Netze im Strahlweg betrug vier. Verdoppelte man nun die Drahtzahl der Netze, indem man auf jedes Netz ein gleichbeschaffenes so legte, daß sich die Drähte nicht deckten, so wurde der Fehler verdoppelt. Eine Veränderung der Meßschicht trat durch die Doppelnetze nicht ein,



Netzeinfluß auf die Messung

Fig. 5

da ja der Kraftliniendruckgriff kompensiert war, also die Maschenweite einflußlos war. Ist die differentiale Sekundärstrahlung für 4 und für 8 Netze bekannt, so kann man ihren Wert für 0-Netze extrapolieren.

Fig. 5 zeigt die von der Intensitätseinheit innerhalb der Meßschicht erzeugte Sekundärstrahlung als Funktion des Gasdrucks; bei Kurve *a* befanden sich 4 Netze im Strahlweg, während Kurve *b* mit 8 Netzen gewonnen wurde. In Kurve *b* sind die Ordinaten für gleichen Druck gegenüber denen der Kurve *a* erhöht. Mit steigendem Druck wird die relative Ordinatendifferenz beider Kurven kleiner, da dann die Strahldiffusion in dem vor der Meßschicht sich befindenden Gasweg

von 13 cm (vgl. Abschnitt 14) die diffundierende Wirkung der Netze übertrifft. Subtrahiert man von den Ordinaten der Kurve 1 die Ordinatendifferenz, also die Steigerung der Sekundärstrahlung infolge der 4 Netze, so ergibt sich Kurve c, die den von allen Netzeinwirkungen befreiten Gang der Sekundärstrahlung mit dem Druck zeigt.

Für drei auseinanderliegende Geschwindigkeiten wurde so der Netzeinfluß gemessen, und daraus wurde für die übrigen benutzten Strahlgeschwindigkeiten sein Wert durch Interpolation bestimmt.

Bei den Gasmessungen ist noch die Mitwirkung *lichtelektrischer Wirkung* des leuchtenden Gases auf die Netze möglich. Aber bekanntlich wird bei den benutzten Strahlgeschwindigkeiten nur ein gegen die für Sekundärstrahlung verbrauchte Energie geringfügiger Teil der Energie für Lichtemission verbraucht.<sup>1)</sup> Ein Gasleuchten konnte auch nicht wahrgenommen werden. Da beide Netze der Meßschicht gleich viel Metalloberfläche hatten, so ist die etwa vorhandene Lichtwirkung auf beide Netze gleich groß; sie äußert sich bei der elektrometrischen Messung als eine Erhöhung der Trägermenge. Bei der Bestimmung der Primärintensität aus dem Trägerunterschied fällt sie infolge der Differenzbildung heraus. Der Einfluß auf die Trägermessung wird ebenfalls durch die Messung mit einfachen und doppelten Netzen eliminiert.

### III. Ergebnisse

Die jetzt zu betrachtenden Kurven wurden in Luft bei einer Strahlgeschwindigkeit von 40 kV erhalten. Abszisse ist Druck in mm Hg, Ordinate die in der Meßschicht erzeugte Sekundärstrahlung, die auf die Einheit der in die Schicht eintretenden Intensität bezogen ist. Da für den Vergleich der Kurven untereinander die kleine Parallelverschiebung, die durch den Dampfrest und den Netzeinfluß bedingt ist, keine Rolle spielt, so sind diese Korrekturen zunächst noch nicht angebracht.

#### A. Variation der Käfigtiefen

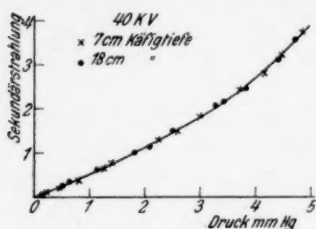
14. Die Gasräume auf beiden Seiten der Meßschicht sollten dazu dienen, die aus der Schicht ausscheidenden Pri-

1) Q. ü. K. S. 169.

märelektronen durch ebenso viele in die Schicht eindringende zu kompensieren. Durch Variation der Käfigtiefen und des

Gasdrucks konnte man finden, ob die benutzten Räume ausreichend waren.

Bei der Variation der Tiefe des oberen Käfigs befand sich die Meßschicht 2,3 cm über der letzten Blende; der Elektrometerkäfig war 7 cm bzw. 18 cm tief. Der Innenkäfig hatte beide- mal eine Tiefe von 2 cm und 5,5 cm Öffnung. Die in der Schicht gemessene Sekundär-



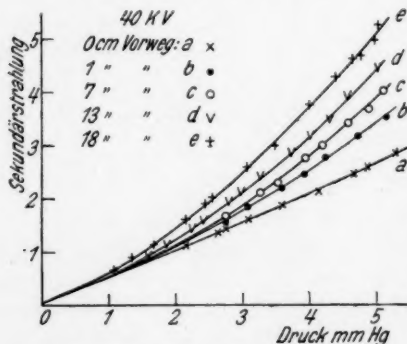
Einfluß der oberen Käfigtiefe

Fig. 6

strahlung (vgl. Fig. 6) zeigt sich unabhängig von dem über der Schicht befindlichen Gasvolumen.

Die Variation der Tiefe des unteren Käfigs erfolgte durch Entfernungsänderungen zwischen letzter Blende und Meß-

schicht; es wurden dazu im Käfiginnern in der gewünschten Tiefe weitere Blenden eingesetzt, so daß der für die unbehinderte Strahldiffusion verfügbare Vorraum nur von der letzten dieser Blenden bis zur Meßschicht zu rechnen war. Die Tiefe dieses Raumes wurde in den einzelnen Fällen zu 0<sup>1</sup>), 1<sup>2</sup>), 7, 13 und 18 cm gewählt. Der



Einfluß der unteren Käfigtiefe (Vorweg)

Fig. 7

obere Käfig behielt dabei unverändert eine Tiefe von 13 cm, der Innenkäfig eine solche von 6 cm bei 5,5 cm Öffnung. Die Primärintensität wurde aus dem Unterschied der Elektrizitäts-

- 1) Die Strahlblende lag hierbei auf dem Netz  $M_1$  (Fig. 1).
- 2) Die Strahlblende lag hierbei auf dem Netz  $N_1$  (Fig. 1).

mengen bei gewendetem Feld bestimmt. Die mit diesen Anordnungen beobachtete Sekundärstrahlmenge als Funktion des Gasdrucks ist in den Kurven der Fig. 7 wiedergegeben, in denen zur Vermeidung von Verwirrung nur ein Teil der Beobachtungspunkte eingetragen ist. Die Beobachtungen sind wegen der mit dem Druck wachsenden Schwierigkeit der Intensitätsmessung nur bis zu Drucken von 5 mm verfolgt worden.

Die mit fehlendem Vorweg gemachten Messungen (Kurve *a*) zeigen einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen Sekundärstrahlung und Gasdruck. Mit wachsendem Vorweg weichen die Kurven mehr und mehr davon ab, derart, daß zunächst der Anfangsverlauf noch nahezu unverändert bleibt, während mit wachsendem Druck die gemessene Sekundärstrahlung immer mehr beschleunigt zunimmt. Auffällig ist der erhebliche Einfluß, welchen der Ersatz des Vorwegs 0 durch den Vorweg 1 cm ausübt, während weitere Vorwegsteigerung sich relativ weniger bemerkbar macht.

Der erste Anstieg der Kurve *a* darf offenbar der im Parallelfall der Strahlung erzeugten Sekundärstrahlung in der Meßschicht, d. h. der direkten differentialen Sekundärstrahlung zugeschrieben werden. Der mit wachsendem Druck sich bemerkbar machende beschleunigte Anstieg der Kurve zeigt die allmählich einsetzende Diffusion des Strahles an. Die Größe des Diffusionseinflusses auf 1 cm Strahlweg ist andererseits aus der Verschiedenheit zwischen den Kurven *a* und *b* zu ersehen. Im Hinblick auf die Größe dieses Unterschieds fällt die Geringfügigkeit der Krümmung der Kurve *a* auf.

Man muß offenbar schließen, daß neben der vermehrten Trägerbildung infolge der Wegverlängerung der Elektronen innerhalb der Meßschicht ein gewisser Elektronenverlust wegen der begrenzten Breite der ganzen Käfiganordnung auftritt. Die Annahme, daß letzterer bei wachsenden Vorwegen sich immer stärker geltend macht, erklärt es dann auch, daß die beobachtete Sekundärstrahlung trotz gesteigerter Elektronenwege in der Schicht doch mit dem Vorweg erheblich verzögert wächst.

#### B. Variation der Meßschichtbreite

15. Über den *Einfluß der seitlichen Strahlbegrenzung* konnten besondere Versuche mit eingeführten Blenden Auf-

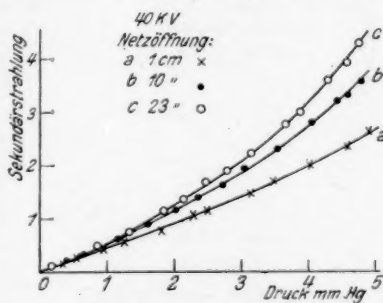
schluß geben. Erfolgen die Elektronenwege im Gas ohne Störungen durch die Käfigwände, so darf eine Vergrößerung oder eine geringe Verkleinerung des Meßschichtdurchmessers an der zu messenden Sekundärstrahlung nichts ändern. Die Blenden waren dünne Messingscheiben von 10 cm bzw. 1 cm lichter Weite, die auf das Netz  $M_2$  aufgelegt wurden. In Strahlrichtung blieben die Abmessungen der Käfige unverändert. Durch diese Blenden wurden alle Elektronen, die außerhalb eines Zylinders liefen, den man sich durch ihre Öffnung gelegt denken kann, an dem Eindringen in die Schicht verhindert, sofern sie nicht schon wieder Geschwindigkeitskomponenten auf die Strahlachse zu hatten. Da jedoch nur entschieden werden sollte, ob überhaupt und bei welchem Druck Elektronen außerhalb des Strahles waren, so genügte diese Anordnung. Gegen den Gasraum des oberen Käfigs wurde die Meßschicht am Rande nicht gedeckt, da ja die Tiefe des oberen Käfigs einflußlos auf die in der Schicht gemessene Sekundärelektronenzahl war.

16. Bei aufgelegten Ringen war die Metalloberfläche der beiden Meßschichtbegrenzungen verschieden groß; die *lichtelektrische Wirkung* konnte jetzt an ihnen verschieden sein und sich nicht mehr herausheben. Der Einfluß dieses Fehlers konnte für den Netzdurchmesser 9,4 cm durch Primärintensitätsmessungen im Vakuum abgeschätzt werden. Rechnete man mit deren Hilfe die Zahl der positiven und der negativen Träger getrennt aus, so ergaben sich für Drucke unter 2 mm Hg übereinstimmende Werte. Wäre lichtelektrische Wirkung am unteren Blech in merklicher Menge an der gemessenen Sekundärstrahlung beteiligt gewesen, so wäre bei negativem unterem Käfig eine erhöhte Trägerzahl gemessen worden. Für höhere Drucke versagte diese Entscheidung, da sich hier schon die abschirmende Wirkung der Blende auf den diffundierten Strahl bemerkbar machte. Für den Netzdurchmesser 1 cm wurde die Einflußlosigkeit der lichtelektrischen Wirkung anderweitig geprüft. Es wurden zwei Anordnungen verwandt: Bei der einen lag die Blende auf dem unteren Meßschichtnetz, ihre lichtelektrischen Elektronen wurden mitgemessen. Bei der zweiten Anordnung lag die Blende auf dem unteren Innennetz, das dauernd 4 Volt positiver gehalten wurde als der



obere Käfig, so daß keine lichtelektrischen Elektronen von der Blende zum Elektrometerkäfig gelangen konnten. Die mit diesen beiden Anordnungen gewonnenen Kurven zeigen nur solche Verschiedenheit, wie sie der bei der zweiten Anordnung benutzte Vorweg bedingt. Beidemale ergab sich also keine wesentliche lichtelektrische Wirkung an der aufgelegten Blende.

17. Fig. 8 zeigt die Sekundärstrahlung bei 13,5 cm Vorweg und drei verschiedenen Netzdurchmessern. Man erkennt, daß schon bei 0,6 mm Hg eine Verbreiterung des Netzdurchmessers von 10 cm auf 23 cm einen Einfluß auf die in der Schicht gebildete Trägerzahl hat. Da die Sekundärstrahlung auf die in der Schicht gemessene Intensität bezogen ist, so ist ersichtlich, daß die Blende äußere Elektronen abhält, die zwischen den Netzen entweder durch geringere Geschwindigkeit oder durch schiefere

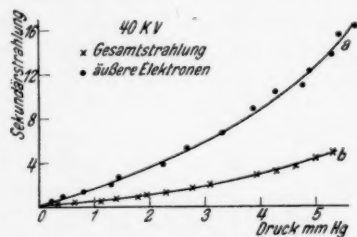


Einfluß der Strahlbreite

Fig. 8

Wege stärker sekundärstrahlbildend gewirkt hätten. Kennt man die Zahl der vom Ring abgehaltenen Elektronen im Verhältnis zur Gesamtelektronenzahl, so kann man angeben, wievielfach wirksamer ein äußeres Elektron ist als ein inneres. Zur direkten Messung der auf den Ring treffenden Elektronen war keine Einrichtung getroffen, eine Abschätzung der Zahl der abgeschirmten Elektronen ist jedoch möglich: Die Abnahme der Intensität in der Schicht in Abhängigkeit vom Gasdruck ist bekannt, sowohl ohne Ring als auch mit Ring. Der Unterschied zweier Intensitäten bei gleichem Druck rührt dann von den Elektronen her, die der Ring abblendet. Da sich bis zu Drucken von 3 mm Hg kein sicher angebbarer Unterschied des Intensitätsabfalles zeigt, so ist die vermehrte Sekundärstrahlung außerhalb des Strahls nur wenigen, dafür aber wirksameren Elektronen zuzuschreiben.

18. Anstatt der Elektronen des Strahls kann man auch die *Elektronen außerhalb des Strahls* allein zur Trägererzeugung benutzen. Dazu wurde im unteren Käfig eine zentrale Scheibe angebracht, die den Strahl abfangen und nur solche Elektronen in die Meßschicht gelangen lassen sollte, die sich schon um eine Strecke größer als der Scheibenhalmesser von der Strahlachse entfernt hatten. Um möglichst wenig Elektronen von dem Auffangeblech wieder in das Gas rückdiffundieren zu lassen, wurde sein Material und seine Gestalt geeignet gewählt.



Messungen mit Zentralblende

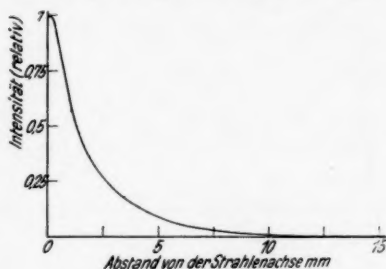
Fig. 9

därstrahlung, wie stets auf die Intensitätseinheit in der Meßschicht bezogen, wird durch Kurve *a* der Fig. 9 als Funktion des Drucks angegeben, während die Kurve *b* die mit der Gesamtstrahlung zu findende Sekundärstrahlung anzeigt. Man erkennt, daß die Sekundärstrahlung erheblich vermehrt ist, wenn sie von schon stärker verdifundiert in die Meßschicht eintretenden Strahlen erzeugt wird.

#### C. Der Einfluß der Diffusion auf die differentiale Sekundärstrahlung

19. Die Diffusion, die allmähliche Richtungsänderung der Elektronen des Strahls bei Atomdurchquerungen, ruft eine Verlängerung der Elektronenwege in der Meßschicht hervor. Durch eine quantitative Betrachtung der Verteilung der Elektronen über den Querschnitt eines verdifundierten Strahls kann man finden, ob die alleinige Annahme dieses Vorgangs ausreichend ist, die bei wachsendem Gasdruck beobachtete Steigerung der Sekundärstrahlung in der Schicht zu erklären.

Die Diffusion des Kathodenstrahls wurde nach Art der Diffusionsuntersuchungen von 1894 beobachtet.<sup>1)</sup> Anstatt des Phosphoreszenzschirms wurde der bequemer Photometrierbarkeit wegen eine photographische Platte als Nachweismittel gewählt. Die Anordnung war folgende: Ein scharf ausgeblendeter Kathodenstrahl von 40 kV Geschwindigkeit trat in Luft von 1,8 mm Hg Druck ein und traf nach einem Weg von 9 cm auf die photographische Platte. Durch Ausphotometrieren des auf der Platte entstandenen verwaschenen Flecks wurde die Schwärzungsverteilung längs eines Durchmessers bestimmt, woraus dann unter Benutzung des Zusammenhangs zwischen Schwärzung<sup>2)</sup> und Strahlintensität die in Fig. 10 gezeigte Abnahme der Intensität bei wachsender Entfernung von der Strahlachse folgt. Die Strahlverbreiterung und die Intensitätsverteilung im Strahlquerschnitt stimmen mit den von Lenard am Phosphoreszenzschirm beobachteten Diffusionsbildern überein.



Intensitätsverteilung  
über den Strahlquerschnitt

Fig. 10

Die Größe der Strahlstreuung erscheint nach diesen Beobachtungsmethoden wesentlich geringfügiger, als sie nach der Ausbeute der Sekundärstrahlung in den verschiedenen Vergleichsfällen zu folgern war. Demgegenüber ist zu beachten, daß überwiegend diejenigen Anteile des Strahls auf den Phosphoreszenzschirm und die photographische Platte wirken, die den Schirm bzw. die photographische Schicht noch unter größerer Steilheit treffen, während die Elektronen außerhalb des Strahls kaum wirken, dagegen bei der Trägererzeugung noch erheblich beteiligt sind. Würde in der Tat nur mit derjenigen Wegverlängerung zu rechnen sein, welche durch den

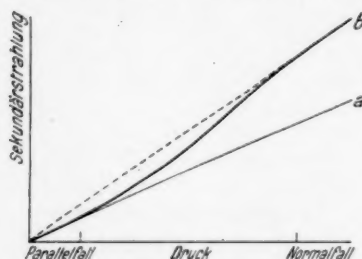
1) Q. ü. K. S. 193; P. Lenard, Wied. Ann. 51. S. 225 1894.

2) A. Becker u. E. Kipphan, Ann. d. Phys. 10. S. 15. 1931.

Diffusionsfleck angezeigt ist, so wäre nur mit einer Vermehrung der Sekundärstrahlung gegenüber der direkten differentiellen Sekundärstrahlung um weniger als 3 v. H. der tatsächlichen Steigerung zu rechnen.

### D. Deutung der Kurven

20. Stellt man für einen scharf ausgeblendeten Elektronenstrahl die in der Schicht von je einem Strahlelektron gebildete Sekundärelektronenzahl in Abhängigkeit vom Druck graphisch dar, so müßte sich unter der *Annahme echter Absorption* folgender Kurvenverlauf ergeben (Figur 11): Bei den kleinsten Gasdrucken sind nur Elektronen in Strahlrichtung vorhanden; ihre Sekundärstrahlung stellt die direkte differentiale Sekundärstrahlung dar.



Druckabhängigkeit der Sekundärstrahlung bei echter Absorption

Fig. 11

Würde die Gestalt und die Geschwindigkeit des Strahls bei steigendem Druck unverändert bleiben, so müßte die differentiale Sekundärstrahlung linear mit dem Druck ansteigen (Kurve *a*). Infolge der Atomdurchquerungen ändert sich aber die Elektronenrichtung im Strahl, der Strahl verdiffrundiert. Dadurch legen die Elektronen längere Wege in der Meßschicht zurück, so daß ein mehr als druckproportionales Anwachsen der differentiellen Sekundärstrahlung erfolgt. Aus Absorptions- und Geschwindigkeitsverlustmessungen schloß man, daß nach einem bestimmten Strahlweg die Diffusion einen gleichbleibenden Wert annimmt; es sollte dies dadurch bewirkt werden, daß ein Elektron um so wahrscheinlicher absorbiert wird, je schiefes es läuft. Dieser gleichbleibende verdiffrundierte Zustand des Strahls heißt Normalfall, der ursprüngliche Zustand Parallelfall.<sup>1)</sup> Die durchschnittliche Weg-

1) Q. ü. K. S. 194, 212; Handb. XIV. S. 50.

verlängerung der Elektronen im Normalfall kann durch einen gewissen Umwegfaktor  $B = 1,6$  festgelegt werden.

Ist der Normallauf des Strahls eingetreten, so steigt die Trägerzahl in der Schicht wieder druckproportional an (Kurve b). Die neue Steigung ist gleich der mit dem Umwegfaktor vervielfachten Steigung der Geraden der direkten differentialen Sekundärstrahlung. Diese Kurve wäre zu erwarten, wenn nur Diffusion bei konstant bleibender Elektronengeschwindigkeit auftreten würde und die Meßschicht breiter als der verdifundierte Strahl bliebe.

21. Die beobachteten Kurven zeigen wirklich alle eine Krümmung nach oben, wie sie der Übergang vom Parallelfall zum Normalfall fordert. Die Parallelfalldicke ist für eine Strahlgeschwindigkeit von  $0,35 L_g$  in Luft von 3 mm Hg gleich 3 cm.<sup>1)</sup> Normallauf tritt ungefähr nach einem Weg von zehnfacher Parallelfalldicke ein. Bei der Anordnung, mit der die Kurven der Fig. 7 gewonnen wurden, hätte danach der Normallauf eintreten müssen

für den Vorweg	beim Druck
18 cm	5 mm Hg
13 cm	6,6 mm „
7 cm	13 mm „
1,7 cm	52 mm „

Bei ausreichend breitem Beobachtungsraum hätten bei diesen Drucken die Kurven ineinanderlaufen und wieder linear ansteigen müssen. Für die beiden längsten Vorwege ist der Kurvenverlauf bis zu den betreffenden Drucken verfolgbar gewesen; aber auch bei höheren Drucken zeigen die Kurven noch eine Krümmung nach oben, die sogar noch stärker wäre, wenn nicht gerade die wirksamsten Elektronen schon durch die Käfigwände abgefangen worden wären, wie in Abschnitt 15 gezeigt wurde. Bei 18 cm Vorweg beträgt die Sekundärstrahlung bei 5 mm Hg Druck schon das 2,2 fache der direkten differentialen Sekundärstrahlung, während nach bisheriger Annahme nur das 1,6 fache zu erwarten gewesen wäre. Da aber die Absorption unecht erfolgt, so befinden sich außerhalb des Strahls, für den ja nur der Normallauf eintreten soll, noch Elektronen, die das ständige Ansteigen der Kurven bedingen.

1) Q. ü. K. S. 243; Handb. XIV. S. 379.

## E. Die direkte differentiale Sekundärstrahlung

22. Für kleinen Gasdruck ist die in der Schicht erzeugte Sekundärstrahlung unabhängig vom Vorweg und dem Druck proportional; es sind in überwiegendem Maß Elektronen in Strahlrichtung, die in der Schicht sekundärstrahlbildend wirken. Die Anfangstangente ergibt streng die vom Strahl im Parallelfall beim jeweiligen Gasdruck erzeugte Sekundärstrahlung. Tab. 1 zeigt die so beobachtete direkte differentiale Sekundärstrahlung  $s$  für die angegebenen Strahlgeschwindigkeiten. An den Werten sind sämtliche Korrekturen bezüglich des Dampfrestes und des Netzeinflusses (vgl. Abschnitt 12 und 13) angebracht.

Tabelle 1

$v$ Lg	Direkte differentiale Sekundärstrahlung $s$		
	Q. ü. K.	eigene Messungen	Buchmann
0,29	0,580	0,556	0,510
0,33	0,460	0,440	
0,375	0,370	0,355	
0,40	0,328	0,315	
0,43	0,296	0,281	
0,445	0,280	0,262	
0,47	0,263	0,239	
0,49	0,244	0,223	
0,51	0,227	0,209	

Die Fehlergrenze der  $s$ -Werte ist durch die Genauigkeit gegeben, mit der es möglich war, zwei solch große Netze auf überall gleichen, gemessenen Abstand einander gegenüberzustellen. Da trotz vorherigen Pressens die Netzdrähte nicht in einer Ebene lagen, so war der Netzabstand auf maximal  $\frac{1}{2}$  mm ungewiß. Der maximale Fehler der  $s$ -Werte beträgt daher 5 Proz.

Die für das Geschwindigkeitsgebiet von etwa  $\frac{1}{3}$  bis  $\frac{1}{2}$  Lichtgeschwindigkeit gefundenen Werte schließen sich recht befriedigend den bereits im Q. ü. K. aus der damaligen Literatur zusammengestellten Daten an. Die neuerdings mitgeteilten Beobachtungen von Buchmann liefern bei den schnellsten von ihm benutzten Strahlen etwas kleinere Werte.

## F. Die volle differentiale Sekundärstrahlung

23. Definitionsgemäß soll die volle differentiale Sekundärstrahlung die Trägerpaarzahl sein, die in 1 cm dicker, seitlich unbegrenzter Schicht von der Intensitätseinheit erzeugt wird. Die Zahl der in einer solchen Schicht gebildeten Träger setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen: aus der differentialen Sekundärstrahlung der Elektronen des Strahls und aus der Sekundärstrahlung, die von den in der Schicht durch unechte Absorption aus dem Strahl ausgeschiedenen Elektronen herührt. Jedes der letzteren kann nach seinem Ausscheiden aus dem Strahl noch eine Trägermenge erzeugen, die durch seine totale Sekundärstrahlung  $S_0$  gegeben ist. Diese Trägermenge kommt voll zur Messung, falls jedes etwa die Meßschicht verlassende Elektron durch ein dafür neu eintretendes kompensiert würde, eine Voraussetzung, die streng nur bei konstant bleibender Intensität längs des Strahls erfüllt wäre.

Die beim Druck 1 in der Schicht gebildete Trägermenge wäre dann

$$\begin{aligned} T &= J_0 \cdot s + (J_0 - J_0 e^{-\alpha}) S_0 \\ &= J_0 (s + \alpha S_0), \\ s_0 &= \frac{T}{J_0} = s + \alpha S_0. \end{aligned}$$

Die volle differentiale Sekundärstrahlung hätte nach diesem Ausdruck in Luft von 1 mm Hg Druck für die angegebenen Geschwindigkeiten unter Benutzung der anderwärts festgestellten Daten von  $s$ ,  $\alpha$  und  $S_0$  folgende Werte:

Tabelle 2

$v$ Lg	$s_{1 \text{ mm Hg}}$	$\alpha_{1 \text{ mm Hg}}$	$S_0 \left( s = 32,2 \frac{\text{Volt}}{\text{Trägerpaar}} \right)$	$s_0 = s + \alpha S_0$
0,20	1,35	0,059	326	20,5
0,30	0,545	0,0049	770	4,33
0,40	0,328	0,0013	1450	2,21
0,50	0,224	0,00037	2460	1,63

Betrachtet man den Überschuß  $s_0'$  der vollen differentialen Sekundärstrahlung über die direkte differentiale Sekundärstrahlung, so ist

$$s_0' = s_0 - s = \alpha S_0.$$



In der Kurvendarstellung wäre  $s_0'$  die Erhebung der Kurve über ihre Anfangstangente. Der Ausdruck

$$S_0 = \frac{s_0'}{\alpha}$$

ist dem gleichgebaut, der zur Berechnung der direkten totalen Sekundärstrahlung dient.<sup>1)</sup> Er sagt aus, daß man die volle totale Sekundärstrahlung erhält, wenn man den Überschuß  $s_0'$  auf den in der Schicht 1 zur Absorption kommenden Bruchteil der Strahlintensität bezieht.

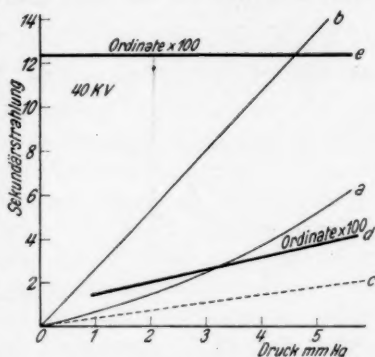
24. Man könnte so aus der vollen differentialen Sekundärstrahlung die volle totale Sekundärstrahlung mit Hilfe des Absorptionskoeffizienten berechnen, wenn die obengemachte Voraussetzung der Wirklichkeit entspräche. Dies wird aber nicht der Fall sein, sondern ein Elektron wird unter unbekanntem Winkel den Strahl verlassen und solche große Richtungsänderungen noch oftmals erleiden, bis es zu langsam zur Trägererzeugung geworden ist. Es wird sich von der Mitte der Meßschicht aus nach allen Richtungen bis zum Betrag der Grenzdicke entfernen können. Diese so die Schicht verlassenden Elektronen müssen dann kompensiert werden durch ebensoviele andere Elektronen, die von den Nachbarschichten in die Meßschicht eindringen. Dazu muß die Meßschicht eine Halbbreite vom Werte der Grenzdicke haben und von kompensierenden Schichten von derselben Dicke umgeben sein.

Damit die Kompensation vollständig ist, müßte Geschwindigkeit und Intensität des Strahls auf dem Strahlweg von doppelter Grenzdicke konstant sein. Dies ist jedoch definitionsgemäß unmöglich. Man kann also auch im seitlich unbegrenzten Raum nur Trägermengen messen, welche dem gesuchten Wert der vollen differentialen Sekundärstrahlung  $s_0$  mehr oder weniger nahekommen, ihn aber tatsächlich niemals erreichen werden.

Dieser Folgerung entspricht es, daß die beobachteten Kurven von  $s_0$ , wie besprochen, sowohl mit wachsendem Vorweg als mit wachsendem Druck ständig ansteigen. Um die Annäherung kenntlich zu machen, in welcher diese Kurven die gesuchten wahren Werte wiedergeben, soll aus ihnen rückwärts mit Hilfe

1) W. Kossel, *Ann. d. Phys.* **37**. S. 407. 1912; *Hdb. XIV*. S. 261.

der oben angegebenen Beziehung  $S_0 = \frac{s_0'}{\alpha}$  die totale Sekundärstrahlung berechnet und mit den unmittelbar beobachteten Werten der Literatur verglichen werden. In Fig. 12 zeigt die Kurve *a* die bei 18 cm Vorweg beobachtete Sekundärstrahlung, die weit unter dem durch Rechnung gefundenen Wert *b* zurückbleibt. Die Ordinaten-differenz der Kurve *a* und der die direkte differentiale Sekundärstrahlung darstellenden Kurve *c* ist der Überschuß  $s_0'$ , der zur Berechnung der totalen Sekundärstrahlung (Kurve *d*) dient. Die errechnete Kurve verläuft in dem betrachteten Druckgebiet weit unterhalb des beobachteten  $S_0$ -Wertes, der als Kurve *e* eingezeichnet ist.



Volle differentiale und volle totale  
Sekundärstrahlung

Fig. 12

#### G. Berechnung des Energieverlustes pro Trägerpaar aus der direkten differentialen Sekundärstrahlung

25. Der Energieverlust eines Primärelektrons bis zur Befreiung eines Sekundärelektrons kann sowohl aus der totalen Sekundärstrahlung, als auch aus der differentialen Sekundärstrahlung und dem Geschwindigkeitsverlust berechnet werden. Die direkte differentiale Sekundärstrahlung gibt die Zahl der trägerbildenden Atombeschläge auf 1 cm Elektronenweg an, und aus dem Geschwindigkeitsverlust kennt man den

Energieverlust  $dP/dx$  auf 1 cm Weg. Der Quotient  $\frac{dP}{dx}$  stellt

dann die Summe der Energien dar, die das Elektron auf dem Weg bis zur trägerbildenden Durchquerung und bei der Trägerbildung selbst verliert. Da die direkte differentiale Sekundärstrahlung zur Berechnung benutzt wird, so muß auch

der Geschwindigkeitsverlust auf 1 cm Elektronenweg oder 1 cm Strahlweg im Parallellfall genommen werden.

Für die kleinsten Geschwindigkeiten ergibt die so ausgeführte Berechnung einen Energieverlust von  $29,2 \frac{\text{Volt}}{\text{Trägerpaar}}^1)$ , der gut mit den bei höheren Geschwindigkeiten aus der totalen Sekundärstrahlung gefundenen  $32,2 \frac{\text{Volt}}{\text{Trägerpaar}}^2)$  übereinstimmt. Die für die mittleren Strahlgeschwindigkeiten vorhandenen Geschwindigkeitsverlustwerte<sup>3)</sup> können als Parallellfallwerte betrachtet werden; denn bei der Messung<sup>4)</sup> des Geschwindigkeitsverlustes wurde der Strahl nach Durchgang durch die Folie wieder einer scharfen Ausblendung in Strahlrichtung unterworfen, und von diesen Elektronen wurde dann das magnetische Geschwindigkeitsspektrum gebildet. Dieser neu ausgeblendete Strahl wird sich fast ausschließlich aus Elektronen zusammensetzen, die die Folie im Parallellfall durchlaufen haben, denn die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron in der Folie infolge Diffusion einen Weg von fast doppelter Foliendicke zurücklegt und beim Austritt gerade wieder die ursprüngliche Strahlrichtung hat, also durch das Blendensystem hinter der Folie hindurch kann, ist so klein, daß solche Elektronen nicht in wesentlicher Menge vorhanden sein können. Die mit dieser Anordnung erhaltenen Geschwindigkeitsverlustwerte sind dann schon Parallellfallwerte und können mit  $s$  in Zusammenhang gebracht werden.

In Tab. 3 (dem Q. ü. K. entnommen) sind die auf diese Weise errechneten Energieverluste samt den benutzten Ausgangswerten enthalten.

Die auf diesem Wege gefundenen Energieverluste sind kleiner als die aus der totalen Sekundärstrahlung erhaltenen, und besonders bei den kleineren Geschwindigkeiten ist die Abweichung bedeutend. Es erscheint kaum möglich, die Un-

1) A. Becker, *Ann. d. Phys.* 81. S. 101. 1926.

2) A. Eisl, a. a. O. Für die kleinsten Geschwindigkeiten ist erst ein mit 25 Proz. Unsicherheit behafteter Wert von  $36 \frac{\text{Volt}}{\text{Trägerpaar}}$  bekannt.

J. B. Johnson, *Phys. Rev.* 10. S. 609. 1917.

3) Q. ü. K. Taf. I. Hdb. XIV. S. 120.

4) A. Becker, *Ann. d. Phys.* 78. S. 224. 1925.

Tabelle 3

$v$ Lg	Trägerpaare $s$ Elektron cm	$\frac{dv}{dx}$ Lg cm	$\frac{dP}{dx}$ Volt cm	$\frac{dP}{dx}$ Volt $s$ Trägerpaar
	in Luft, 1 mm Hg	in Luft, 1 mm Hg		
0,20	1,35	0,00013	14	10,4
0,30	0,545	0,000044	7,8	14,3
0,40	0,328	0,000024	6,0	18,3
0,50	0,224	0,000012	4,6	20,4

genauigkeit der Ausgangswerte für diese Unterschiede allein verantwortlich zu machen.

Die Abweichung zwischen den beiden Ergebnissen in der beobachteten Richtung ist zu erklären, wenn die plötzlichen Richtungsänderungen der Elektronen mit Energieverlusten verbunden sind.<sup>1)</sup> In der Herleitung der Verluststufe aus der totalen Sekundärstrahlung sind diese Verluste enthalten, während bei den Geschwindigkeitsverlustmessungen gerade diese gestreuten Elektronen nicht mit erfaßt werden. Dadurch wäre für den aus der differentiellen Sekundärstrahlung errechneten Energieverlust pro Trägerpaar ein kleinerer Wert gefordert, als für den aus der totalen Sekundärstrahlung errechneten.

#### IV. Zusammenfassung

1. Es wird eine Anordnung beschrieben, bei der ein ausblendeter Kathodenstrahl mittlerer Geschwindigkeit in einen weiten Luftraum eintritt. In diesem Raum befindet sich eine ebene, durch zwei parallele Netze begrenzte Schicht senkrecht zur Strahlrichtung (Abschnitt 5 und 6), in der die volle differentiale Sekundärstrahlung  $s_0$  gemessen werden soll. Dies erscheint möglich, denn die in der Schicht von einem Elektron erzeugten Trägerpaare können in Strahlrichtung einer bekannten Wegstrecke zugeordnet werden, während senkrecht zum Strahl möglichst unbegrenzter Raum für seitliche Elektronenwege ist. Da diese differentiale Sekundärstrahlung unter ähnlichen Bedingungen gemessen wird wie die totale Sekundärstrahlung und die Absorption, so muß sie die Verknüpfung dieser drei Größen ermöglichen (Abschnitt 1—4).

1) Wegen der Möglichkeit dieses Vorgangs vgl. A. Becker, Ann. d. Phys. 81. S. 107. 1926.

2. Es werden die Methoden der Primärintensitäts- und der Trägermessung besprochen (Abschnitt 8—12). Der Fehler, der durch das Hineinwandern fremder Träger in die Meßschicht verursacht wird, wird durch trägerverschlingende Felder beseitigt. Dadurch wird gleichzeitig der Kraftliniendurchgriff an den Netzen beseitigt (Abschnitt 8). Durch Variation der Netze kann ihr Einfluß auf die Vorgänge in der Meßschicht bestimmt und in Abzug gebracht werden (Abschnitt 13). Die von der Auffangfläche des zur Intensitätsmessung dienenden Faradaykäfigs rückdiffundierenden Elektronen werden durch eine Blende am nochmaligen Erreichen der Meßschicht verhindert (Abschnitt 9).

3. Die in der Meßschicht erzeugte Sekundärstrahlung steigt zunächst linear mit dem Gasdruck an, um bei größeren Drucken beschleunigt zu wachsen, und zwar um so mehr, je größer der benutzte Vorweg ist (Abschnitt 14).

4. Aus Messungen bei kleinem Druck werden im Geschwindigkeitsgebiet von  $\frac{1}{3}$  bis  $\frac{1}{2}$  Lg Werte für die direkte differentiale Sekundärstrahlung erhalten, die die schon vorhandene Kenntnis bestätigen (Abschnitt 22).

5. Durch Variation des Meßschichtdurchmessers kann man unmittelbar das Vorhandensein von Elektronen nachweisen, die sich außerhalb des Strahls bewegen und infolge längerer Wege oder niedrigerer Geschwindigkeit in der Meßschicht vermehrt zur Trägererzeugung beitragen (Abschnitt 15 bis 18). Diese Elektronen gelangen bei den benutzten Gasdrucken trotz der großen Breite des Meßraumes an dessen Wände und können so nicht voll zur Trägererzeugung ausgenutzt werden. Die Benutzung größerer Drucke würde aber Meßschichten von so kleiner Dicke erfordern, daß ihre Begrenzungen nicht absehbar zu eliminierende Störungen ergeben würden.

6. Um ein Urteil darüber zu gewinnen, wie weit die Diffusion des Strahls zur Steigerung der Sekundärstrahlung in der Schicht beiträgt, wird nach Art der Diffusionsbeobachtungen Lenards (1894) am Phosphoreszenzschirm die Intensitätsverteilung im Strahlquerschnitt festgestellt. Das hier der feineren Photometrierbarkeit wegen mittels der photographischen Platte gewonnene Diffusionsbild ist in völliger Überein-

stimmung mit den Phosphoreszenzbeobachtungen. Der Vorgang der Diffusion kann nur weniger als 3 Proz. der tatsächlich beobachteten Steigerung der Sekundärstrahlung in der Schicht verursachen (Abschnitt 19).

7. Von den Vorgängen beim Eintritt eines Kathodenstrahls in Gas muß man sich folgendes Bild machen: Die Elektronen des ursprünglich im Parallellfall sich befindenden Strahls treffen mit den Gasmolekülen zusammen. Die meisten Atomdurchquerungen führen einzeln nur zu kleinen Richtungsänderungen der Elektronen, wodurch die strauchartige Verbreiterung des Strahls bewirkt wird. Da diese Elektronen eine nach Größe und Richtung nahezu einheitliche Mittelgeschwindigkeit beibehalten, bilden sie zusammen einen diffusen Strahl (Definitionen vgl. Abschnitt 1). Nur diese Elektronen sind mit dem Phosphoreszenzschirm oder der photographischen Platte ohne weiteres nachweisbar (Abschnitt 19).

Ein Teil der Elektronen unterliegt aber einer anderen Beeinflussung durch die Atome und erfährt eine beliebige große Richtungsänderung (unechte Absorption). Diese Elektronen bewegen sich dann mit ungeordneter Geschwindigkeit (also unter sich keinen Strahl bildend) außerhalb des von ihnen verlassenen Strahls. Wegen ihrer geringen räumlichen Dichte sind sie mittels Phosphoreszenzschirms oder photographischer Platte nicht unmittelbar erfaßbar, wohl aber durch ihre Leitfähigkeitserzeugung in Gasen (Abschnitt 14). Bei einem einzigen derartigen Streuvorgang scheinen Richtungsänderungen von mehr als  $90^\circ$  selten zu sein, da sich kein Einfluß der Tiefe des oberen Käfigs auf die Vorgänge in der Meßschicht zeigt (Abschnitt 14).

8. Den Wert der vollen differentiaten Sekundärstrahlung würde man erhalten, wenn sämtliche in der Schicht zur unechten Absorption kommenden Strahlelektronen in ihr voll ausgenutzt werden könnten. Diese  $s_0$ -Werte werden für Strahlgeschwindigkeiten von  $\frac{1}{5}$  bis  $\frac{1}{2}$   $L_g$  errechnet (Abschnitt 23). Experimentell konnte  $s_0$  nur mit Annäherung gefunden werden, da die unecht absorbierten Elektronen die Meßschicht verlassen, bevor sie in ihr ihre totale Sekundärstrahlung erzeugt haben. Diese Elektronen müßten durch aus den Nachbarschichten in die Meßschicht kommende kompensiert

werden; vollständige Kompensation setzt aber konstante Intensität längs des Strahls voraus, was nicht erreichbar ist. Dementsprechend bleiben die aus den experimentell gefundenen Werten der vollen differentialen Sekundärstrahlung errechneten Werte der totalen Sekundärstrahlung hinter den tatsächlich beobachteten zurück (Abschnitt 23 und 24).

9. Die Berechnung des Energieverlustes eines Primärelektrons bei der Bildung eines Sekundärelektrons aus der differentialen bzw. der totalen Sekundärstrahlung ergibt keine übereinstimmenden Werte. Energieverluste bei der Streuung der Elektronen können diese Unstimmigkeit bedingen (Abschnitt 25).

Vorstehende Arbeit wurde auf Anregung von Hrn. Geh. Rat. Prof. P. Lenard im Physikalisch-radiologischen Institut der Universität Heidelberg ausgeführt. Ich möchte an dieser Stelle meinen hochverehrten Lehrern Hrn. Geh. Rat. Prof. P. Lenard und Hrn. Prof. A. Becker für ihre dauernde Unterstützung meinen herzlichsten Dank aussprechen.

(Eingegangen 9. September 1931)



**Untersuchung  
über die Elektronenbewegung in Flammen<sup>1)</sup>**

**Von Karl Vogt**

(Aus dem Physikalisch-Radiologischen Institut der Universität Heidelberg)

(Mit 21 Figuren)

**Einleitung**

Im Jahre 1902 konnte Lenard<sup>2)</sup> aus den Ergebnissen seiner nach der Dampfstreifenmethode angestellten Messungen der Wanderungsgeschwindigkeit (Wg.) der Elektrizitätsträger in Flammen mit Benutzung der früher<sup>3)</sup> von ihm hergeleiteten Wg.-Gleichungen Schlüsse auf die Natur der Elektrizitätsträger in Flammen und die Art ihrer Bewegung ziehen, Schlüsse, die grundlegend geworden sind für die quantitative Erfassung des Mechanismus des Leitvorganges in Flammen: *Die positive Ladung der Elektrizitätsträger in den Flammen ist keine dauernde, sondern es findet ein fortwährender Wechsel von Neutralisation und Wiederladung statt, wobei der ungeladene Zustand meist der viel häufigere ist.*

Während die mit geringer Beweglichkeit begabten positiven Elektrizitätsträger sichtbar sind, sind die negativen Träger unsichtbar. Aus dem seit lange bekannten unipolaren Verhalten der Flammen wurde geschlossen, daß diese Träger viel beweglicher seien als die positiven. Die von G. Moreau<sup>4)</sup> und H. A. Wilson<sup>5)</sup> experimentell gefolgerte große Beweglichkeit der negativen Elektrizitätsträger in Flammen führte zu der Annahme, daß diese nicht materieller Natur sind — man nahm bis dahin an, daß sie etwa OH-Ionen seien — sondern freie Elektronen.

1) Heidelberger Dissertation vom 13. Juli 1931.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 9. S. 642. 1902.

3) P. Lenard, Ann. d. Phys. 3. S. 312. 1900.

4) G. Moreau, Compt. rend. 134. S. 1577. 1902.

5) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 192. S. 516. 1899.

Es muß hier kurz auf die in der Literatur vorliegenden Messungen über die Wg. der Elektronen in Flammen eingegangen werden, um den Zweck der vorliegenden Arbeit ersichtlich werden zu lassen. Es soll zugleich erwähnt werden, daß nur solche Untersuchungen Beachtung finden, denen die Methode der direkten Messung der Wg. zugrunde liegt. Die Methoden beruhen im allgemeinen auf der Ermittlung des Weges, den die Elektronen unter der gleichzeitigen Einwirkung der sie bewegenden Gasströmung und eines entgegen oder quergerichteten elektrischen Feldes zurücklegen.<sup>1)</sup>

Die ersten Geschwindigkeitsmessungen an negativen Trägern sind von H. A. Wilson<sup>2)</sup> nach der Gegenstrommethode ausgeführt worden — das elektronentreibende elektrische Feld ist hierbei der Flammenströmung entgegengerichtet — mit dem Ergebnis, daß die Wg. der Elektronen in Näherung gleich sei  $1000 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ , und zwar fand sich dieser Wert für alle untersuchten Salze als Elektronenquelle als angenähert derselbe.

Die Methode des Querstromes zur Bestimmung der Wg. der Elektronen wurde von G. Moreau<sup>3)</sup> in der besonderen Anordnung zweier sich berührender Flammen benutzt. Das elektrische Feld ist hierbei quer zur Flammenströmung gerichtet. Die in der die Kathode enthaltenden Salzflamme gebildeten Elektronen werden in die reine Anodenflamme übergeführt und aus der Aufnahme von *Stromspannungskurven* wird die Wg. ermittelt. Unter der Voraussetzung homogener Feldverhältnisse in der Meßflamme, eine Annahme, die auch H. A. Wilson bei seinen Wg.-Bestimmungen machte, erhielt Moreau Geschwindigkeitswerte, die zwischen 600 und 1300 liegen, je nach der Art und der Konzentration des verdampften Metalls. Moreau glaubte feststellen zu können, daß für die gleiche Konzentration der benutzten Alkalimetalle die Wg. der nega-

1) Eine ausführliche Darstellung dieser Methoden mit zugleich kritischer Betrachtung der Versuchsergebnisse vgl. A. Beckers Bericht „Die elektrischen Eigenschaften der Flamme“, Wien-Harms, Handb. d. Experimentalphysik 13, 1. Teil. S. 231. 1929. Vgl. auch A. Beckers Bericht „Flammenleitung“ in Graetz, Handb. d. El. u. d. Magn. 3. S. 483. 1919.

2) H. A. Wilson, a. a. O.

3) G. Moreau, Ann. chim. phys. (7) 30. S. 5. 1903; (8) 18. S. 433. 1909.

tiven Träger umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht des Metalls und für gleiches Alkalimetall umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Konzentration sei.

Diese Gesetzmäßigkeiten für die Wg. der negativen Träger mußten zu Bedenken Anlaß geben, sobald man nur nach Lenard (1902) annahm, daß die negativen Träger in Flammen freie Elektronen sind.

Eine kritische Untersuchung der Grundlagen der Querstrommethode von Wilckens<sup>1)</sup> führte auch zu dem Ergebnis, daß die oben festgestellten Gesetzmäßigkeiten bedeutungslos sind, da die zur Wg.-Bestimmung gemachten Voraussetzungen nicht zutreffen. Es zeigte sich, daß die Atomgewichtsabhängigkeit der Wg. auf eine *Konzentrationsverschiedenheit* zurückführbar war, und Lenard<sup>2)</sup> wies darauf hin, daß die genannten Gesetzmäßigkeiten sich überhaupt nicht auf die wahre, sondern allenfalls auf eine „vermeintliche“ Wg. beziehen können. Aus den Versuchen von Wilckens, die deutbar waren mit einer starken Diffusion der aus der Salzflamme in die reine Meßflamme eintretenden Elektronen, konnte unter besonderer Berücksichtigung der Feldverhältnisse in der Meßflamme als unterer Grenzwert der wahren Wg. der Elektronen in der Bunsenflamme der Wert von  $10000 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$  vermutet werden.

In einer neuerdings durchgeführten Wiederholung der Meßweise der Querstrommethode<sup>3)</sup> mit der Doppelflamme wird das bereits als unzulänglich erachtete Verfahren ohne Berücksichtigung der aus den Wilckensschen Versuchen sich ergebenden Folgerungen wieder angewandt. Bemerkenswert bei diesen Versuchen ist die Feststellung einer Feldumkehr in der Meßflamme; die Beobachter werten dann die Spannungsverteilungskurve zur Bestimmung des wirksamen Feldes nur von dem Orte der Feldumkehr bis zur Anode aus. Die gefundenen Wanderungsgeschwindigkeiten haben die Werte von  $1200-600 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ . Die von Moreau gefundenen Gesetzmäßigkeiten des Quadratwurzelzusammenhanges der Wg. mit

1) E. Wilckens, Diss. Heidelberg 1914.

2) P. Lenard, Heidelberger Akad. A. 17. S. 16. 1914.

3) E. Marx u. P. Kappler, Phys. Zeitschr. 29. S. 261. 1928.

Konzentration und Atomgewicht werden hier nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ bestätigt. (Näheres vgl. Teil IV.)

Nun hat Lenard<sup>1)</sup> in einer zusammenfassenden Darstellung über die gegenwärtige Kenntnis der Elektrizitätsleitung in Flammen erneut darauf hingewiesen, daß es nicht zulässig ist, die nach der Querstrommethode erhaltenen Werte der Wg. als Wg. der Elektronen zu deuten. Der Wert der wirklichen Wg. der Elektronen in der Flamme ist in der Größenordnung von  $50000 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$  zu suchen, wie er sich aus der Lenardschen Wg.-Gleichung<sup>2)</sup> mit den für die Moleküle der Bunsenflamme ermittelten Daten ergibt.<sup>3)</sup>

Diese einleitenden Bemerkungen wollen zeigen, daß die Kenntnis der Wg. der Elektronen in Flammen noch mit starken Widersprüchen behaftet ist. Die Ergebnisse der Beobachter lassen sich in zwei Wertegruppen einteilen: Die eine Gruppe enthält Wg.-Werte im Mittel von 1000, die andere im Mittel von  $10000 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ .

Dieses gänzliche Auseinanderfallen der Versuchswerte muß allein schon anzeigen, daß die Zuverlässigkeit der Beobachtungen in Frage zu stellen ist. Eine besondere Schwierigkeit der Methode liegt in der Bestimmung des wirksamen Feldes. Denn bei dem hohen Wert der Wg. kann das treibende Feld stets nur klein bleiben. Die erforderlichen Elektroden-spannungen lagen bei den Versuchen auch stets unter einem Volt.

Die *Wechselstrommethode* zur Bestimmung der Wg. von Elektrizitätsträgern schien ein geeigneteres Meßverfahren in die Hand zu geben. Besonders war eine Umgehung der beiden Hauptschwierigkeiten der Gleichstrommethode zu erhoffen: der Diffusion und der Feldmessung. Denn einerseits verlangt diese Methode keinen Trägerstrahl, der einer anderen Kraft-

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **85**, S. 730. 1928 (vgl. auch A. Becker, Wien-Harms, Handb. d. Experimentalphysik, a. a. O., S. 261).

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. **60**, S. 349. Gleichung (21). 1919. Diese Gleichung enthält weitgehende Verfeinerungen gegenüber der Gleichung von 1900 unter besonderer Berücksichtigung der Maxwell'schen Verteilung der molekularen Geschwindigkeiten und der Relativgeschwindigkeit der Moleküle gegen die Träger (vgl. auch P. Lenard, Ann. d. Phys. **40**, S. 393. 1913; **41**, S. 53. 1913).

3) Nach Messungen von A. Becker, Ann. d. Phys. **24**, S. 823. 1907.

komponente ausgesetzt wird, und andererseits kann das für die Auswertung der Messung maßgebende Feld beliebig gesteigert werden durch die Verwendung hoher Periodenzahlen. Diese Methode hat gegenüber der Gleichstrommethode noch die weiteren Vorteile, daß sie einer weitgehenden Variation der Versuchsbedingungen zugänglich ist und im Falle einer ungeordneten Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen es gerade gestattet, die Wg. der schnellsten zu bestimmen.

Im Verlaufe der vorliegenden Untersuchung zeigte sich jedoch, daß auch diese Methode nicht ohne weiteres eine Bestimmung der Wg. des Elektrons zuließ. Es ergab sich vielmehr als notwendig, eine eingehende Prüfung aller den erwähnten Methoden zugrundeliegenden Voraussetzungen vorzunehmen und die bestehenden Wg.-Messungen auf ihre Richtigkeit zu untersuchen. Die Erledigung dieser Aufgabe führte zu einer *neuen allgemeinen Untersuchung der elektrischen Vorgänge in der Flamme*, deren Ergebnisse eine wesentliche Erweiterung der bisherigen Kenntnis über dieses Erscheinungsgebiet erbrachten (vgl. insbesondere die Zusammenfassung am Schluß der Arbeit).

Die vorliegende Arbeit zerfällt in 5 Teile:

Im *ersten Teil* wird die Versuchsanordnung angegeben ohne Beschreibung der angewandten Elektrodenanordnungen. Diese sollen in den einzelnen Teilen an den zugehörigen Stellen behandelt werden.

Im *zweiten Teil* wird die Bestimmung der Wg. der Elektronen nach der Wechselstrommethode versucht.

Im *dritten Teil* werden die Grundlagen der bisherigen Wg.-Methoden für Elektronen einer eingehenden Prüfung unterworfen.

Im *vierten Teil* erfolgt die Besprechung der früheren Arbeiten über die Wg.-Messungen der Elektronen. Berücksichtigt werden dabei nur die Arbeiten, die die Messung nach einer direkten Methode vornehmen.

Im *fünften Teil* wird nach den Ergebnissen des dritten und vierten Teils die bisherige Kenntnis der elektrischen Eigenschaften der Flamme, soweit sie sich auf die Elektronenwanderung bezieht, einer Kritik unterworfen und durch die Ergebnisse der neuen Untersuchung wesentlich erweitert.

## I. Teil: Die Versuchsanordnung

### 1. Konstanthaltung der Flamme

Die vorliegenden Untersuchungen wurden mit einer Leuchtgasflamme durchgeführt. Es mußte besondere Sorgfalt darauf verwandt werden, für die Regelung der Flamme eine Anordnung zu schaffen, die die Konstanz der Beobachtungswerte

über eine Versuchsdauer von mindestens 2 Stunden gewährleistete. Ferner mußten es besondere Einrichtungen ermöglichen, bei zeitlich getrennten Versuchen vorgeschriebene Bedingungen für die Erzeugung der Flamme einzuhalten, um die Versuchsergebnisse jederzeit miteinander vergleichen zu können. Vor allem mußten die Beobachtungen von Druckschwankungen in der Gasleitung unabhängig gemacht werden. Schwankungen in der Beschaffenheit des Leuchtgases wurden während der Versuche nicht bemerkt.

Die geforderte Konstanzhaltung wurde dadurch erreicht, daß das der Städtischen Leitung entnommene Leuchtgas in einem Vorratskessel auf 10 Atmosphären verdichtet und erst aus diesem dem Brenner zugeführt wurde. Diese so zur Verfügung stehende Menge war genügend für die Zeit einer Versuchsreihe.

Aus dem Gaskessel strömt das Gas zunächst über eine Regulierhahnanordnung, die aus zwei nebeneinander geschalteten Zweigen besteht.<sup>1)</sup> In jedem dieser Zweige befindet sich ein Reduzierventil. Während das eine Ventil mit weiter Bohrung zur Grobeinstellung des Gasdruckes diente, ermöglichte das zweite Ventil mit sehr feiner Bohrung eine genaueste Einstellung und Nachregulierung des Gasdruckes. Eine Abänderung an dem Ventil war so getroffen, daß es auch während der Messung möglich war, den Gasdruck in noch anzugebenden Grenzen mit aller Sicherheit konstant zu halten, ohne durch das Nachregulieren im Beobachtungs gestört zu werden. Hierauf folgt ein Vormanometer, das es ermöglichte, den gleichen Gasdruck während verschiedener Meßreihen mit genügender Genauigkeit wieder herzustellen. Das Gas strömt von hier in einen Windkessel, um auch die kleinsten Druckschwankungen, die durch das stete Nachregulieren an den Ventilen verursacht werden, völlig auszuschalten. Dahinter folgt ein empfindliches Manometer, mit dem die endgültige Druckmessung vorgenommen wurde. Da sich im Verlaufe der Untersuchung zeigte, daß für die verwendete Stromfeldmethode die Messung des Gasdruckes mit einer Genauigkeit von mindestens 0,5 Proz. geschehen mußte, so mußte die Manometerempfindlichkeit entsprechend gewählt werden. Besonders stark erwiesen sich die mit Doppelsonde gemessenen Feldwerte abhängig vom Gasdruck; diese Abhängigkeit betrug das fünffache der der zugehörigen Stromwerte. Sehr gut bewährte sich ein von Zachmann<sup>2)</sup> angegebenes Wassermanometer mit Lichtzeigerablesung, das bei unserer Anordnung eine Genauigkeit in der Konstanzhaltung des Gasdruckes von 0,13 Proz. gewährleistete. Von hier aus gelangte das Gas in eine Mischkammer, in der zur Sicherung gegen ein Zurückschlagen der Flamme feindrähtige Metallnetze ausgespannt waren.

1) Über eine allgemeine Versuchsanordnung zur Erzeugung und Regulierung der Flamme vgl. auch A. Becker, *Handb. a. a. O.*, S. 143.

2) E. Zachmann, *Ann. d. Phys.* 74. S. 466. 1924.



Die erforderliche Luft wurde der Druckanlage des Instituts entnommen. Da der Luftstrom infolge des periodischen Arbeitens der Pumpe stark schwankte, wurde durch Absprudelnlassen eines Teiles der Luft über ein Wasserventil Gleichmäßigkeit erzielt. Die vom Sprudeln herrührenden Stöße wurden durch Einschalten eines Windkessels in die Luftleitung ausgeglichen. Der durch die Sprudelröhre festgelegte Luftdruck wurde außerdem mit einem gewöhnlichen Wassermanometer gemessen. Bei einem für die Verbrennung erforderlichen Druck von 58 cm Wassersäule konnte der Luftstrom so einreguliert werden, daß er sich auf 1 mm konstant hielt, was einer Genauigkeit von 0,18 Proz. entspricht. Von hier kam die Luft in die Mischkammer und wurde zusammen mit dem Gas des Brenners zugeführt. In die Luft- und Gasleitung waren noch Wattefilter eingeschaltet, um jede Verunreinigung der Flamme durch Staubteilchen zu vermeiden, die sich als empfindliche Störungsquelle erwiesen hatten.

Um jede Verunreinigung der Luft des Beobachtungsraumes und damit auch der Flamme durch die Verbrennungsgase und die Dämpfe etwa benutzter Metallsalze möglichst zu verhindern, wurden die Abgase durch Anbringung eines Abzuges über der Flamme mit Hilfe eines Ventilators abgesaugt und ins Freie befördert.

Wurden Luft- und Gasdruck in den angegebenen Grenzen konstant gehalten, so waren die erhaltenen Galvanometer- und Elektrometerausschläge über die Versuchsdauer auf 1 Proz. konstant.

Als Brenner wurde ein geeignet umgebauter Rostbrenner verwendet mit einer rechteckigen Mündungsfläche von  $1,5 \cdot 4,5 \text{ cm}^2$ .

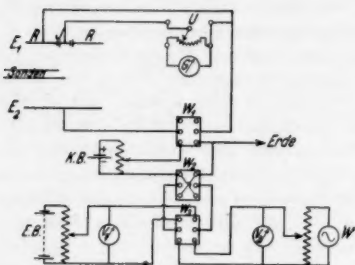
## 2. Allgemeines über die Elektrodenanordnung

Wegen der vielen Abänderungen, die die Elektrodenanordnung im Verlaufe der Arbeit erfuhr, ist es hier nicht möglich, ein vollständiges Bild davon zu geben. Die Einzelheiten der Anordnung sollen in den folgenden Abschnitten an den entsprechenden Stellen angeführt werden. Im vorliegenden Abschnitt soll nur ein Überblick über die verwandten Elektrodenanordnungen und die Schaltweise gegeben werden.

Die schematische Darstellung des benutzten Stromkreises ist aus Fig. 1 ersichtlich.  $E_1$  und  $E_2$  bedeuten darin die beiden in die Flamme eingeführten Elektroden;  $U$  ist ein Umschalter, um die Empfindlichkeit des Galvanometers  $G$  beliebig ändern zu können. Die maximale Empfindlichkeit des verwandten Hartmann- und Braunschen Galvanometers betrug  $3,43 \cdot 10^{-10}$  Wb. bei 2 m Skalenabstand. Durch die Wippen  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $W_3$  kann den Elektroden sowohl Gleichspannung jedes Vorzeichens als auch Wechselspannung zugeführt werden. Die Wippe  $W_1$  gestattet insbesondere das isolierte Aufstellen der Elektroden zur Ermittlung des Ausgangswertes bei der Strommessung. Die Batterie  $E.B.$



liefert die Elektrodengleichspannung, die durch das Voltmeter  $V_1$  gemessen wird.  $W$  ist eine Wechselstrommaschine, deren Spannung am Hitzdrahtvoltmeter  $V_2$  abgelesen wird. In den Stromkreis ist noch eine



Allgemeine Versuchsanordnung

Fig. 1

Batterie  $K.B.$  eingeschaltet, durch welche mit Hilfe eines Potentiometers der einen Elektrode noch eine Zusatzspannung mitgeteilt wird. Wir wollen diese Zusatzspannung im folgenden „Kompensationsspannung“ nennen und werden auf ihre Bedeutung weiter unten einzugehen haben.

Alle zum Stromkreis gehörigen Teile waren isoliert aufgestellt. Da nur mit sehr geringen Flammenströmen gearbeitet wurde, mußte insbesondere die Isolation der

Elektroden eine sehr gute sein. Sie mußte einen erheblich größeren Widerstand haben als die Flamme. Die Prüfung der Isolation, die stets zu Beginn und Ende einer Versuchsreihe vorgenommen wurde, geschah in der Weise, daß die eine Elektrode über das Galvanometer auf hohe Spannung gebracht wurde, während die andere Elektrode isoliert war. Es durfte dann durch das Galvanometer kein Strom fließen.

Die ersten Versuche wurden mit *Horizontalelektroden* durchgeführt. Dabei wurde die Mündungsfläche des Rostbrenners als Elektrode  $E_2$  benutzt. Die darüber gestellte Auffangelektrode  $E_1$  war mit einer Schutzringanordnung versehen; sie bestand aus der Innenelektrode  $I$ , die mit dem Galvanometer in Verbindung stand, und dem Schutzring  $R$ , der geerdet war. Als Auffangelektrode wurden sowohl Platinnetze als auch eine wassergekühlte Kupferelektrode<sup>1)</sup> verwendet. In späteren Versuchen wurden als Elektroden zwei geeignet angefertigte Platinnetze benutzt, die sich in einigem Abstand voneinander über dem Brenner befanden, der in diesen Fällen isoliert war, um ihn als Elektrode auszuschließen. Schließlich wurden noch Versuche mit *Vertikalelektroden* gemacht.

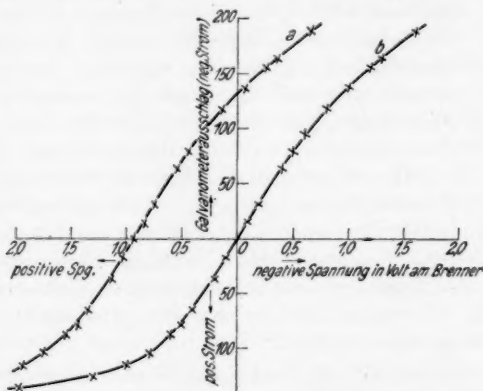
Die Temperatur der untersuchten Leuchtgasflamme betrug im Mittel über alle Versuche  $2000^{\circ}$  absolut, die Ge-

1) Über die Einrichtung dieser Elektrode für Wasserkühlung vgl. E. Zachmann, a. a. O., S. 470.

geschwindigkeit der aufsteigenden Flammengase durchschnittlich 300 cm/sec.

3. Die Eigenspannungsdifferenz der Elektroden und methodische Angaben über die einwandfreie Durchführung der Strom-, Spannungsverteilungs- und Feldmessung

Man kann zunächst bei der Untersuchung des Zusammenhanges von Flammenstrom und Elektrodenspannung die Annahme machen, daß der Strom allein bedingt ist durch die an



Kurve a ohne } Berücksichtigung der Eigenspannungsdifferenz  
Kurve b mit } der Elektroden.

Zusammenhang von Stromstärke und Elektrodenspannung

Fig. 2

die Elektroden angelegte Spannung. Der Strom, der zu einer bestimmten Elektrodenspannung gehörte, wäre danach zu erhalten aus dem Unterschied der Galvanometerausschläge bei isolierten Elektroden, also Null Volt Elektrodenspannung, und bei angelegter Spannung. Die aus zusammengehörigen Werten des Stromes und der Spannung aufgezeichnete Kurve müßte im Nullpunkt des gewählten Koordinatensystems beginnen. Fig. 2, Kurve a, zeigt aber, daß der Verlauf der Stromspannungskurve ein anderer ist. Die Messung wurde mit Horizontalelektroden gemacht (vgl. Fig. 1), wobei der Brenner die eine Elektrode, ein glühendes Platinnetz die andere Elektrode darstellte. Bei verbundenen Elektroden, d. h. Batteriespannung  $E.B. = 0$ ,

ist der Strom nicht Null, sondern hat einen bestimmten Wert. Dieser „Eigenstrom“ zwischen den Elektroden zeigt an, daß bei der Batteriespannung Null die Flamme nicht feldfrei ist. Vielmehr besitzen die Elektroden gegeneinander eine Spannungsdifferenz, die wir mit „Eigenspannungsdifferenz“ der Elektroden bezeichnen wollen, die wesentlich durch die Temperaturunterschiede der Elektroden gegen die angrenzenden Flammenschichten und das Temperaturgefälle zwischen Elektroden und Zuleitungsdrähten hervorgerufen wird. Die Eigenspannungsdifferenz kann erhebliche Werte annehmen. In dem durch Kurve *a* veranschaulichten Versuch ist ihr Wert 0,94 Volt mit einem Vorzeichen, welches einer negativen Aufladung der Brenner Elektrode entspricht. Die größte in unseren Versuchen gemessene Eigenspannungsdifferenz ergab sich bei der Anordnung Brenner- wassergekühlte Auffangelektrode; bei dem großen Temperaturunterschied der Elektroden betrug sie hier 1,15 Volt. Bei Elektrodenanordnungen mit glühenden Platinnetzen waren die Eigenspannungen kleiner und wurden bis zu 0,15 Volt herab gemessen. Ein völliges Verschwinden des Eigenstromes konnte nie beobachtet werden, auch dann nicht, wenn die Elektroden gleiche Flächengröße und möglichst gleiche Temperatur hatten.

Es ist somit angezeigt, daß geringe Temperaturunterschiede der Elektroden einen Eigenstrom verursachen, dessen Nichtberücksichtigung die Schlüsse aus den Messungen um so mehr beeinträchtigt, je kleiner die benutzten Elektrodenspannungen sind (vgl. auch Teil IV).

Um diesen grundsätzlichen Fehler bei der Strommessung in jedem Falle auszuschließen, wurde die in Fig. 1 mit *K.B.* bezeichnete Batterie in den Stromkreis eingefügt. Sie lieferte die Zusatzspannung, die nötig war, um den bei verbundenen Elektroden auftretenden Eigenstrom zu kompensieren. Kurve *b* der Fig. 2 stellt den Verlauf der Stromspannungskurve bei kompensiertem Eigenstrom dar. Daß dieselbe jetzt durch den Nullpunkt geht, ist selbstverständlich. Wichtig ist aber, daß die vorgenommene Kompensation nicht nur für den Nullpunkt, sondern für den ganzen Kurvenverlauf zutreffend ist, wie sich daran zeigt, daß beide Kurven (*a* und *b*) durch einfache Parallelverschiebung ineinander überführbar sind.

Diese Betrachtungen geben auch gleichzeitig die Be-

dingungen für eine einwurfsfreie Durchführung der Spannungsverteilungsmessung mit der Einfachsonde. Um eine solche Spannungsverteilung einer bestimmten Elektrodenspannung zuordnen zu können, müssen bei der Ausführung der Messung zwei Fehlerquellen berücksichtigt werden. Zunächst ist bezüglich der Wirkung der Glühsonde zu sagen, daß sich die Sondenspannung zusammensetzt aus der Eigenspannung der Sonde und der Spannung des Sondenortes, und zwar addieren sich diese Spannungen an der Sonde.<sup>1)</sup> Dabei ist Eigenspannung die Spannung, welche die Sonde anzeigt, wenn die Spannung des Sondenorts Null ist. Neben dieser Eigenspannung der Sonde ist noch die Eigenspannungsdifferenz der Elektroden zu berücksichtigen. Der Weg, der es ermöglicht, in einfachster Weise beiden Fehlerquellen der Spannungsmessung Rechnung zu tragen, ergibt sich auf Grund der Überlegung, daß in einem leitenden Gas, das Elektrizitätsträger beider Zeichen in gleicher Konzentration enthält, beim Feld Null auch kein Strom möglich ist, so daß auch umgekehrt aus dem Nichtvorhandensein von Strom das Nichtvorhandensein von Feld gefolgert werden kann.

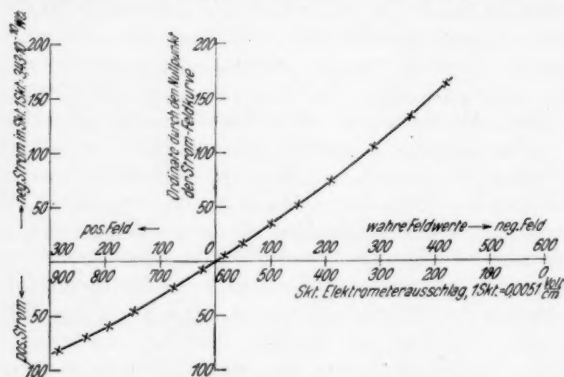
Die Herstellung des Feldes Null in der Flamme wurde nach dem oben besprochenen Verfahren der Kompensation des Eigenstromes der Elektroden erreicht. Der Ausschlag, den dabei das mit der Sonde verbundene Elektrometer anzeigte, war der Wert der Eigenspannung der Sonde. Wurde jetzt an die Elektroden eine bestimmte Spannung angelegt, so war der Unterschied dieses Elektrometerrausschlages zu dem bei kompensiertem Strom das genaue Maß der Spannung des Sondenortes für die vorgegebene Elektrodenspannung unter gleichzeitigem Ausschluß aller Versuchsfehler. Da aber, wie die Beobachtung zeigte, die Sondereigenspannung vom Flammenort abhängig ist, so muß bei der Durchführung der Spannungsverteilungsmessung zwischen den Elektroden die Eigenspannung nach dem eben erwähnten Verfahren für jeden einzelnen Flammenort gemessen werden.

Über die benutzte Sondenform sei gesagt, daß sich nach eingehender Variation am besten geeignet zeigte eine Sonde

1) Der strenge Nachweis der Überlagerung der Spannungen an der Sonde wurde zum erstenmal in eingehenden Untersuchungen von E. Zachmann erbracht, a. a. O., S. 473.

aus 0,5 mm Platindraht, an dessen Ende ein 0,15 mm dickes, etwa 5 mm langes Platindrähtchen angeschweißt war. Eine Störung der Flamme durch die Sonde war dadurch weitgehend vermieden, wie daraus hervorging, daß durch Einführen der Sonde in die Flamme die Stromstärke zwischen den Elektroden um weniger als 1 Proz. geändert wurde.

Die im dritten Teil der vorliegenden Arbeit benutzte Methode der *Stromfeldmessung* mit der Doppelsonde beruht auf den Untersuchungen von Zachmann<sup>1)</sup>, welcher die Bedingungen für die einwandfreie Durchführung der Messungen bei kleinen Feldern angab. Über die *Zuordnung der Feldstärke*



Zusammenhang von Strom und Feld

Fig. 3

zum Strom ist zu sagen, daß die Messung des Feldes an der Stelle der Strombahn zwischen den Elektroden zu erfolgen hat, in welchem Raumteil die Flamme elektrisch neutral ist, das Feld somit eine Minimumstelle hat.

Zur Messung des Feldes diente eine Doppelsonde, die aus zwei in etwa 4 mm Abstand voneinander in die Flamme eingeführten Drähten der eben beschriebenen Form bestand. Die beiden Sonden waren mit einem Binantelektrometer von einer Empfindlichkeit von 1000 Skt./Volt verbunden. Die ganze Anordnung war bis nahe der Einführungsstelle der Sonden in die Flamme elektrostatisch geschützt. Eine Vereinfachung

1) E. Zachmann, a. a. O., S. 487.

und zugleich auch größere Genauigkeit gegenüber der von Zachmann angegebenen Meßweise wurde dadurch erzielt, daß der Gasdruck während der ganzen Messungen mit der beschriebenen Reguliervorrichtung und dem hochempfindlichen Manometer konstant gehalten wurde, während dort Feld- und Stromwerte nachträglich noch auf gleichen Druck umgerechnet werden mußten.

Durch Anlegen verschiedener Elektrodenspannungen beider Vorzeichen wurden verschieden starke Ströme in beiden Richtungen erzielt, die als Ordinaten einer Kurve aufgetragen werden, deren Abszissenwerte die vom Feld abhängenden Elektrometerausschläge sind. Die so erhaltene Kurve (vgl. Fig. 3) schneidet die Abszissenachse in einem Punkte, der dem Felde Null entspricht (da der Strom gleich Null), mithin den „Eigenspannungsunterschied“ der Sonden, d. h. den wahren Nullpunkt der Feldstromkurve anzeigt. Dieser Schnittpunkt ist der Anfangspunkt des Koordinatensystems, und die Elektrometerausschläge lassen sich damit auf Feldwerte umrechnen, wie solche für den angezeigten Beispielsfall mit eingetragen sind. Die beschriebene Meßweise erlaubte also eine gleichzeitige Berücksichtigung der Eigenspannungsdifferenz der Elektroden und der Eigenspannungsdifferenz der Sonden durch graphische Kompensation.

## II. Teil: Die Wechselstrommethode zur Bestimmung der Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen

### 1. Allgemeines zur Methode

Die Wechselstrommethode zur Bestimmung der Wg. von Elektrizitätsträgern ist von Rutherford<sup>1)</sup> angegeben worden. Sie beruht auf dem Prinzip, die Träger zwischen den beiden Platten eines Kondensators unter dem Einfluß einer Wechselspannung sich hin und her bewegen zu lassen. Die Träger werden entweder an der Oberfläche der einen der Platten, oder, wo dies nicht möglich ist, durch eine besondere Anordnung außerhalb des Meßkondensators erzeugt und mit einer geringen Geschwindigkeit in das Wechselfeld hineingeschafft. Wird bei einer bestimmten Frequenz die Größe der Wechselspannung derartig eingestellt, daß die Träger während einer Halbperiode

1) E. Rutherford, Proc. Cambr. Phil. Soc. 9. S. 401. 1898.

gerade den Abstand der beiden Platten des Kondensators durchlaufen, so ergibt sich die Wg.  $w$  des Trägers im Einheitsfeld zu:

$$w = \frac{2fn d^2}{V}.$$

Darin bedeutet:

$n$  die Frequenz des Wechselstroms,  $d$  den Plattenabstand,  $V$  die effektive Wechselspannung,  $f$  den Formfaktor (für sinusförmigen Wechselstrom = 1,11).

Nach den bisherigen Vorstellungen über die Elektronenbewegung schien diese Methode geeignet zu sein, eine Bestimmung der Wg. der Elektronen in Flammen zu ermöglichen. Durch eingehende Variationen der Versuchsbedingungen, die leicht durch Änderung der Frequenz und des Plattenabstands gemacht werden konnten, wäre auch eine genaue Prüfung der ermittelten Wg-Werte zu erreichen.

Die Voraussetzungen für die Verwendbarkeit der Methode auf Flammenverhältnisse waren:

a) Die Elektronen müssen eine freie Weglänge haben, die mindestens gleich dem Abstand der Kondensatorplatten ist, der in unserem Fall maximal 4 cm betrug. Daß solche Weglängen tatsächlich vorliegen könnten, schien nach den Untersuchungen von Wilckens<sup>1)</sup> möglich.

b) Ferner muß sich das Wechselfeld in der Flamme symmetrisch ausbilden, d. h. die Feldgröße in der einen Halbperiode muß entgegengesetzt gleich sein der Feldgröße während der darauffolgenden Halbperiode.

Die neben den Elektronen noch stets in der Flamme vorhandenen positiven Träger können bei der Wechselstrommethode nicht stören, da ihre Beweglichkeit viel kleiner ist als die der Elektronen.

Als Elektronenquellen kamen in Betracht Perlen aus Alkalisalzen oder Erdalkalioxyden, besonders aber die Verbrennungszone des blauen Konus der Flamme. Daß diese Zone eine beträchtlich höhere Leitfähigkeit als die übrigen Teile der Flamme besitzt, ist seit langem bekannt.<sup>2)</sup> Aus diesen und späteren

1) E. Wilckens, a. a. O., S. 47.

2) J. F. Davidson, *Phys. Ztschr.* 7. S. 108. 1906; F. L. Tufts, *Phys. Rev.* 22. S. 193. 1906; B. S. Lacy, *Ztschr. f. phys. Chem.* 64. S. 633. 1908; F. Haber, *Ztschr. f. phys. Chem.* 68. S. 726. 1910.



Untersuchungen<sup>1)</sup> wollte man schließen, daß sie eine beträchtliche Elektronenmenge der Flamme zuführt.

Um die Elektronenabgabe des Brenners zu prüfen, wurde die aus Fig. 1 ersichtliche Schaltung des Stromkreises benutzt. Die Elektrode  $E_1$  war ein feindrähtiges Platinnetz, die Elektrode  $E_2$  die Brennermündung. Man beobachtet dann den durch die beiden Kurven  $a$  und  $b$

der Fig. 4 wiedergegebenen Verlauf der Stromstärke mit der Elektrodenspannung<sup>2)</sup> für die beiden Fälle, daß der Brenner das eine Mal zur Kathode (Kurve  $a$ ), das andere Mal zur Anode (Kurve  $b$ ) gemacht wird.

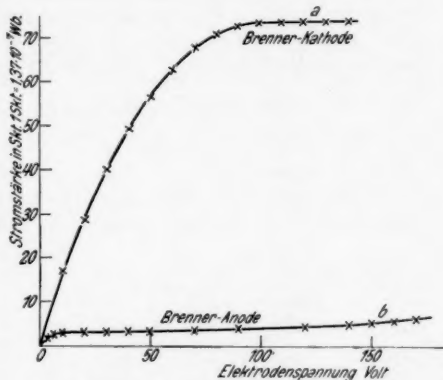
Der Elektrodenabstand beträgt in beiden Fällen 2,7 cm.

Diese Kurven schienen ganz der Erwartung zu entsprechen und anzuzeigen, daß die erhebliche Stromsteigerung im

Falle  $a$  auf die Mitwirkung der von der Brennermündung kommenden Elektronen zurückführbar ist.

Zur Erzeugung des Wechselfeldes zwischen den Kondensatorplatten stand eine Wechselstrommaschine zur Verfügung, die Wechselströme beliebiger Frequenz zwischen 200 und 5000 Perioden lieferte. Eine Untersuchung mit der Braunschen Röhre ergab, daß der Wechselstrom rein sinusförmig war, so daß nach bisherigen Vorstellungen auch die Symmetrie des Feldes im Kondensator erwartet werden durfte.

Eine Übersichtsrechnung soll noch zeigen, wo die Schnitte der Stromkurve mit der Wechselspannungsachse zu suchen waren. Nehmen



Zusammenhang von Stromstärke und Elektrodenspannung in der reinen Flamme des Rostbrenners

Fig. 4

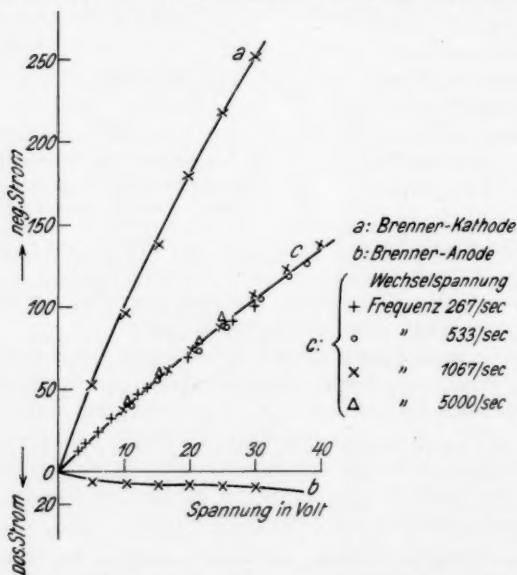
1) F. Maxwell, vgl. P. Lenard, *Heidelb. Akad. A.* 17. S. 8. 1914.

2) Die Kurven wurden bereits veröffentlicht von A. Becker, *Handb. a. a. O.*, S. 161.

wir die Wg. der Elektronen nach Lenard zu  $50000 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$  an, dann ergibt sich bei einem Elektrodenabstand von 3 cm und einer Frequenz von 5000/sec nach obiger Formel  $V = 2$  Volt. Diese Voltzahl würde unter der Voraussetzung gelten, daß sich das wirksame Flammenfeld eindeutig aus Elektrodenspannung und Elektrodenabstand berechnen läßt. Da aber das Feld in der Flamme stets kleiner ist als dieser Quotient, so war der Schnittpunkt bei noch größeren Voltzahlen zu erwarten. Diese Voltwerte würden andererseits auch dann größer sein, wenn mit kleineren Wg., als hier vorausgesetzt, zu rechnen wäre. Ihrer Ermittlung würde daher keinerlei Schwierigkeit im Wege stehen können.

## 2. Messungen mit gekühlter Elektrode

Die Wechselstromversuche wurden zunächst mit einer Anordnung ausgeführt (vgl. Fig. 1), wobei der Brenner die eine, die wassergekühlte Elektrode die Auffangelektrode war. Der Brenner wurde als Elektronenquelle benutzt; durch die wasser-

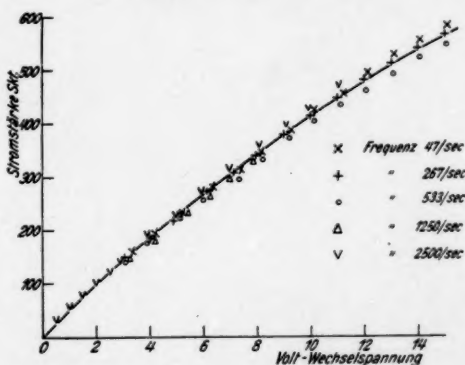


(Die Ordinaten der Kurve c sind zum Vergleich mit der Kurve der Fig. 6 mit 10 zu multiplizieren.)

Abhängigkeit der Stromstärke von Gleich- und Wechselspannung

Fig. 5

gekühlte Elektrode sollte jede Trägerbildung an dieser vermieden werden. Nach der Kompensation des Eigenstroms der Elektroden wurde Wechselspannung einer bestimmten Frequenz angelegt und der Galvanometerausgang in Abhängigkeit von der Wechselspannung beobachtet. In Fig. 5 ist das Ergebnis der Messung durch Kurve *c* wiedergegeben. Die aufgezeichneten Ordinaten entsprechen negativen Stromwerten, so daß bei Wechselspannung wirklich Elektronen die Auffangelektrode erreichten. Die Kurve *a* wurde mit Gleichstrom erhalten; der Brenner war dabei negativ aufgeladen. Ein Vergleich der Wechselstrom- mit den Gleichstromordinaten zeigt, daß diese mehr als doppelt so groß sind wie jene. Dieses Ergebnis könnte man dadurch erklären, daß das elektronentreibende Feld bei Wechselstrom nur während der Hälfte der Zeit wirksam ist, wie bei Gleichstrom. Schließlich gibt Kurve *b* noch den geringen Strom bei Spannungs-umkehr wieder.



Abhängigkeit des Elektronenstromes von der Wechselspannung bei verschiedenen Frequenzen

Fig. 6

Die nähere Untersuchung des Elektronenstroms in seiner Abhängigkeit von der Wechselspannung bei verschiedenen Frequenzen ergab jedoch keinen Schnittpunkt mit der Abszisse. Während mit steigender Frequenz eine Verschiebung des Schnittpunkts nach höheren Voltzahlen zu erwarten war, ist aus Fig. 6 ersichtlich, daß die Elektronenstromkurve unabhängig von der Frequenz des benutzten Wechselstroms bei 0 Volt beginnt. Die Beobachtungen unter 3 Volt wurden noch besonders gemacht in Stufen zu 0,1 Volt und sind in der Kurve nur teilweise eingetragen.

Es war nun zu vermuten, daß die Schnitte bei einem von

Null verschiedenen Voltwert deswegen nicht auftraten, weil irgendwelche Störungen sich der reinen Wechselstromwirkung überlagerten. Die denkbaren Störungsquellen waren einerseits in der Gasströmung, andererseits in der Volumwirkung der Flamme zu suchen. Diese Wirkungen sind untrennbar mit den Flammenerscheinungen verknüpft und tatsächlich bei einiger Größe störend für die Wechselstrommethode, da diese ruhendes Gas und nur Träger eines Vorzeichens, die an einer Platte entstehen, verlangt.

Bei der benutzten Elektrodenanordnung ist der aufsteigende Gasstrom gleichgerichtet der elektronentreibenden Komponente des Wechselfeldes. Zu dieser Komponente kommt somit stets ein additiver Betrag hinzu, so daß die treibende Komponente zur Auffangelektrode größer ist, als die rücktreibende zum Brenner. Diese Unsymmetrie der Kraftwirkung auf das Elektron läßt schließen, daß ein vom Brenner losgelöstes Elektron nicht mehr zu diesem zurückkehrt, wie klein auch das Feld und wie groß auch die Frequenz des Wechselstromes sein mag, sondern stufenweise vom Brenner zur Auffangelektrode gelangt.

Die Störung durch die Volumwirkung ist darin zu suchen, daß die im Volum der Flamme entstehenden Elektronen, wenn deren Anzahl in der reinen Bunsenflamme auch relativ gering anzunehmen ist, bei Wechselfeld stets früher zur Auffangelektrode gelangen, als die Elektronen aus den Konussen, weil sie nicht den ganzen Elektrodenabstand durchlaufen müssen. Auch bei erhöhter Frequenz werden sich stets noch Elektronen in nächster Nähe der Auffangelektrode finden, die infolge des kleinen Weges noch übertreten. Beide Störungswirkungen zusammen lassen es verständlich erscheinen, daß der erwartete Schnittpunkt infolge Verwaschung des reinen Wechselstromeffektes der Beobachtung entgehen könnte.

Eine Beseitigung dieser Störungen, insbesondere der Gasströmung war durch eine an den Brenner gelegte positive Vorspannung zu erhoffen, die von solcher Größe zu wählen war, daß sie die Wirkung der Gasströmung kompensierte. Versuche mit veränderter Vorspannung ergaben aber keinen eindeutigen Zusammenhang des durch die Vorspannung naturgemäß hervorgebrachten Abszissenschnittpunkts mit der Frequenz des Wechselstroms.

Da die genannten Störungsquellen konstanter Größe sonach nicht als ausschlaggebende Ursache des negativen Ausfalls der Wechselstrommessungen gelten konnten, war eine dritte Störungsquelle verantwortlich zu machen. Dieselbe wurde gefunden aus Messungen des *Feldes* in seiner Abhängigkeit von der Größe und dem Vorzeichen der Elektrodenspannung. Die

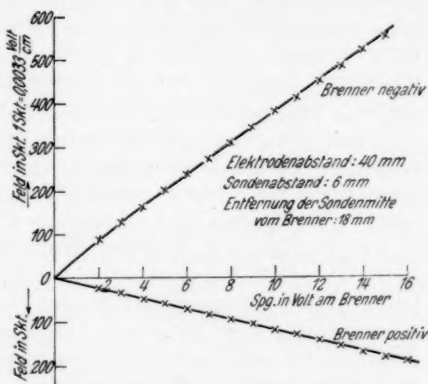
Versuchsergebnisse sind in Fig. 7 in Kurvenform aufgetragen. Das Feld wurde mit der Doppelsonde gemessen, die sich in der Mitte zwischen den Elektroden befand. Es zeigt sich, daß bei negativem Brenner — elektronentreibendes Feld — das Feld im Flammeninnern mehr als dreimal so groß ist wie bei positivem Brenner, — elektronenrücktreibendes Feld.

Diese Unsymmetrie des Feldes im Meßkondensator ist aber entgegen der Voraussetzung zur Wechselstrommethode. Da die beiden Feldkurven, bei negativem und positivem Brenner, in ihrem ganzen Verlauf das gleiche Steigungsverhältnis haben, ist es nicht möglich, durch eine konstante Vorspannung die Störung auszuschließen.

Der Grund für die Abhängigkeit der Feldgröße vom Vorzeichen der Elektrodenspannung ist in der Temperaturverschiedenheit der Elektroden zu suchen; denn der elektronenliefernde Konus des Brenners wirkt wie eine Glühkathode. Der Kathodenfall am Brenner ist dadurch stets kleiner als an der gekühlten Elektrode und damit das Flammenfeld bei negativem Brenner größer als bei positivem.

Die Anordnung Brenner — gekühlte Elektrode war somit zur Durchführung der Wechselstromversuche nicht geeignet, da sich das Wechselfeld im Kondensator nicht symmetrisch ausbildete.

Man hätte daran denken können, die Unsymmetrie durch ein geeignet gerichtetes Zusatzfeld zu kompensieren, welches mit dem Wechselfeld seine Größe änderte, gleiche Frequenz und Phase wie dieses hätte, um zu erreichen, daß die Steilheit



Statische Feldmessung in Abhängigkeit von der Elektrodenspannung

Fig. 7

der positiven Feldkurve gleich würde der Steilheit der negativen Feldkurve. Damit wäre eine symmetrische Gestaltung des Wechselfeldes in der Flamme möglich geworden.

Jedoch wurde zunächst versucht, in anderer Weise vorzugehen, nämlich die Feldunsymmetrie durch *gleichtemperierte Elektroden* auszuschalten.

### 3. Messungen mit glühenden Elektroden

Um Elektroden gleicher Temperatur zu haben, wäre eine Anordnung mit zwei gekühlten Elektroden am einfachsten gewesen. Doch ließ sich eine zweite Kühlelektrode wegen technischer Schwierigkeiten nicht anbringen. Auch die Anordnung Brenner-Platinnetzelektrode führte nicht zu dem gewünschten Ergebnis, wie die Spannungsverteilungskurven der später noch zu erwähnenden Fig. 10 zeigen.

So mußte denn versucht werden, zwei glühende Elektroden möglichst gleicher Temperatur zu verwenden, obwohl die Glühwirkung als neue Störungsquelle hinzutreten konnte. Die benutzten Elektroden sind horizontale Platinnetzelektroden, die in der Flamme auf Weißglut kommen. Während die obere Elektrode als Auffangelektrode über das Galvanometer geerdet ist, wird die untere Elektrode auf Spannung gebracht. Der Brenner dient auch bei diesen Versuchen als Elektronenquelle, deren Elektronen durch eine besondere Vorspannung in den Meßkondensator eingetrieben werden.

Die mit Doppelsonde ausgeführte Feldmessung zeigte aber auch in diesem Fall eine erhebliche Abhängigkeit der Größe des Feldes von der Richtung desselben.

Geringste Temperaturunterschiede der Elektroden, wie sie hiernach offenbar noch vorlagen, beeinflussen danach die Felder im Flammeninnern schon wesentlich. Es fand sich ferner, daß bei negativer Spannung am Brenner das positive Feld im Meßkondensator unverändert blieb, das negative dagegen vergrößert wurde. Dieses Ergebnis war deutbar mit einer Beeinflussung des Kathodengefälles an der unteren Elektrode durch die Brennerelektronen. Die nähere Untersuchung dieser Erscheinung soll dem folgenden Teil der Arbeit vorbehalten bleiben.

Der einzige Ausweg zur Herstellung guter Temperaturgleichheit der Elektroden und damit der Symmetrie der Feldverteilung schienen noch die *Vertikalelektroden* zu sein. Zwei

Platinnetzelektroden wurden vertikal in 20 mm Abstand in die reine Flamme des isolierten Rostbrenners gebracht, wo sie auf helle Gelbflut kamen. Die Feldmessung ergab völlige Symmetrie des Feldes. Jetzt wurde außerhalb des Kondensators nahe der einen Elektrode, die auf Spannung gebracht werden konnte, eine Elektronenquelle, etwa eine Calciumoxydperle, eingeführt, um bei negativer Vorspannung zwischen Perle und Netz Elektronen in den Meßkondensator einzutreiben.

Die Wechselstrommethode verlangt auch jetzt noch Symmetrie des Feldes. Doch zeigte sich beim Einschicken von Elektronen in den Kondensator, daß das Feld wieder unsymmetrisch wurde, und zwar war das zur Auffangelektrode gerichtete elektronentreibende Feld größer als das rücktreibende. Diese unsymmetrische Verschiebung des Feldes war auch bei den kleinsten Elektronenkonzentrationen vorhanden, wo doch nach den Erfahrungen im kalten Gas eine solche Verschiebung nicht eintritt. Auch diese Versuche deuten wieder auf eine Kathodenfallbeeinflussung hin.

Der unternommene Versuch zur Bestimmung der wirklichen Wg. der Elektronen in Flammen nach der Wechselstrommethode war damit gescheitert. Die Feldunsymmetrie wurde nicht allein durch die Temperaturverschiedenheit der Elektroden hervorgerufen, sondern auch durch eine Beeinflussung des Kathodengefälles durch Elektronen.

Ein positives Ergebnis wäre danach nur in solchen Fällen zu erwarten, wo kein Kathodenfall vorhanden ist.

### III. Teil: Prüfung der Grundlagen der bisherigen Meßmethoden der Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen in Flammen

#### 1. Die Leitfähigkeit der reinen Flamme

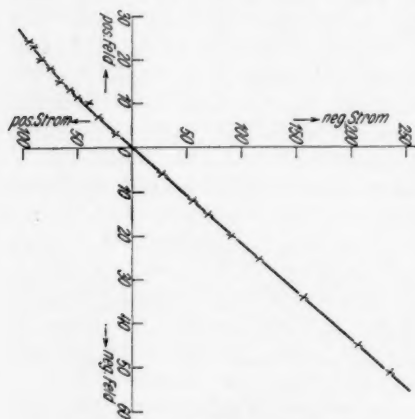
Alle bisherigen Wg.-Messungen für Elektronen in Flammen nach der Gegen- und Querstrommethode benutzen als wesentliche Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Methode den endlichen wanderungsfähigen Weg der Elektronen im Meßfeld. Die bei diesen Versuchen aufgenommenen Stromspannungskurven schienen eine solche Annahme zu rechtfertigen. Nach dem negativen Ausfall der Untersuchungen des vorigen Teils war aber die Berechtigung dieser Annahme stark anzuzweifeln; denn die früheren Versuche waren nicht auf die Besonderheiten



des elektrischen *Feldes* im Meßkondensator eingegangen, da sie sich lediglich auf *Stromspannungsmessungen* beschränkten.

Über die Richtigkeit der obigen Voraussetzung konnten *Stromfeldmessungen* die Entscheidung bringen; denn diese lassen Aussagen zu über die Zahl der in einem gewissen Raumteil vorhandenen wanderungsfähigen Träger.

Die folgenden Ausführungen befassen sich nur mit den Vorgängen in der reinen Flamme; insbesondere wird das Statt-  
haben der Unipolarität der Flammenleitung untersucht. Aus



Stromfeldmessung.  
(Elektrodenabstand: 24 mm)

Fig. 8

trode — mußte die Leitfähigkeit im Flammeninnern bei negativem Brenner größer erwartet werden als bei positivem, sollten doch bei negativem Brenner der Flamme Elektronen zugeführt werden. Die Tangenten an die Feldstromkurven im Nullpunkt sollten danach bei positivem und negativem Brenner einen Winkel miteinander bilden, und zwar wurde bei negativem Brenner eine größere Steilheit erwartet, da hier eine Vergrößerung der Trägerzahl stattgefunden hätte.

Das tatsächliche Ergebnis der Feldstrommessungen ist in Fig. 8 wiedergegeben. Die Bezeichnungen „negativer Strom“ und „negatives Feld“ bzw. „positiver Strom“ und „positives

den Kurven in Fig. 5 des vorigen Teils war bereits der Schluß gezogen worden, daß der Brenner eine beträchtliche Elektronenquelle darstellte. Aus dem verschiedenartigen Verlauf dieser beiden Stromspannungskurven glaubte man auch bei früheren Untersuchungen auf ein unipolares Leitvermögen der Flamme schließen zu können. Bei der benutzten horizontalen Elektrodenanordnung — Brenner, Platinnetzelek-

Feld“ sind der Schaltanordnung entnommen, wobei der Brenner negativ oder positiv aufgeladen wurde, während die Auffangelektrode stets geerdet war. Eine Verschiedenheit der Kurvenneigungen im Nullpunkt wird, entgegen der Erwartung, nicht beobachtet. Bei wiederholten Abstandsänderungen der Elektroden wurde immer nur gefunden, daß die Kurven den Nullpunkt mit gleicher Steilheit durchsetzen. Da aber die Tangente des Neigungswinkels der Stromkurve gegen die Feldachse im Nullpunkt ein relatives Maß für die im Flammenvolum verfügbare wanderungsfähige Trägerzahl darstellt, so folgt, daß die *Leitfähigkeit im Flammeninnern unabhängig ist von der Stromrichtung*.

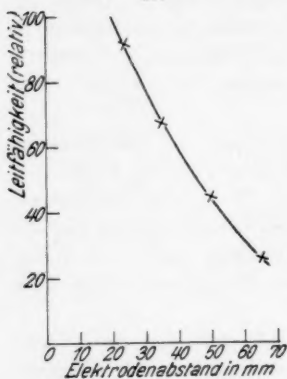
Der Einfluß der Brennerlektrode auf die Stromleitung verschwindet, wenn man nur die Ströme auf gleiche *Felder* und nicht auf gleiche *Spannungen* bezieht. Wenn aber die Trägerzahl im Meßfeld unabhängig von der Stromrichtung ist, so können auch keine Elektronen vom Brenner aus zur Auffangelektrode gelangen, wie man aus den Stromspannungskurven schließen wollte.

Die Elektrodenwirkung ist eine *Feldverteilungsbeeinflussung*, nicht aber eine *Beeinflussung der Trägerzahl* in der Flamme, worauf im nächsten Abschnitt ausführlich eingegangen wird. Die Stromfeldmessungen zeigen somit, daß es eine Unipolarität der Stromleitung in der reinen Flamme nicht gibt.

Die im Anschluß an dieses Ergebnis weiter durchgeführten Versuche ermöglichten es, Aussagen zu machen über die Trägererzeugung in der reinen Flamme. Zunächst zeigten die Untersuchungen über die Abhängigkeit der Leitfähigkeit — das ist Neigung der Stromfeldkurve im Koordinatenanfangspunkt — vom Elektrodenabstand einen nahezu verkehrt proportionalen Zusammenhang, wie aus Fig. 9 ersichtlich ist.

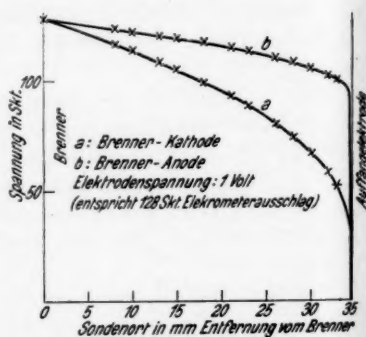
Die beträchtliche Zunahme der Leitfähigkeit gegen den Brenner macht es verständlich, daß die Verbrennungszone der blauen Konusse im wesentlichen als Entstehungsort der Elektrizitätsträger anzunehmen ist, dem gegenüber die Trägerbildung in der Flamme selbst stark zurücktritt. Der gesamte Gasstrom wird danach hauptsächlich in der Verbrennungszone leitfähig gemacht, und die aufsteigenden Flammengase verlieren infolge der Wiedervereinigung der Träger allmählich an Leitfähigkeit.

Die Leitfähigkeitserhöhung der Flamme gegen die Konusse wird auch angezeigt durch *Spannungsverteilungskurven*, wie sie in Fig. 10 aufgezeichnet sind. Die Messungen sind mit der Einfachsonde durchgeführt bei der Horizontalanordnung — Brenner, Platinnetzelektrode —, wobei der Brenner abwechselnd positiv und negativ aufgeladen wurde. Bei kleinen Elektroden-  
spannungen besteht am Brenner weder ein Anoden- noch ein



Abhängigkeit der Leitfähigkeit vom Elektrodenabstand

Fig. 9



Spannungsverteilung in der reinen Flamme bei kleinsten Elektrodenspannungen

Fig. 10

Kathodenfall, was auf eine erhebliche Leitfähigkeit der dortigen Flammenschichten hindeutet. Erst bei Elektroden-  
spannungen über 10 Volt treten am Brenner Gefälle auf<sup>1)</sup>, weil in größeren Feldern sich ein merklicher Konzentrationsunterschied beider Trägerarten in den Schichten einstellt.

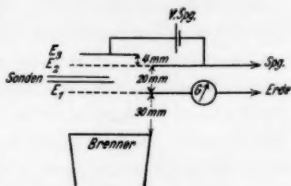
## 2. Beeinflussung des Kathodengefälles durch Elektronen

Mit der Voraussetzung des endlichen wanderungsfähigen Weges der Elektronen in der Meßflamme verlangen die direkten Methoden der Wg.-Messung, daß die aus der Erzeugerflamme in die Meßflamme eintretenden Elektronen in dieser wenigstens teilweise zur Auffangelektrode gelangen. Aus den unter be-

1) Die hierzu gehörigen Feldverteilungskurven finden sich bei A. Becker, Handb. a. a. O., S. 187. Fig. 29.

sonderen Feldverhältnissen auftretenden Stromvermehrungen und gewissen geometrischen Größen der Elektrodenanordnung wurde dann die Wg. der Elektronen berechnet. Da die obigen Ergebnisse zu Zweifeln an der Richtigkeit dieser Voraussetzung führten, waren die Verhältnisse durch direkte Versuche noch zu klären.

Die zu diesen Versuchen benutzte Versuchsanordnung ist in Fig. 11 aufgezeichnet. Der Brenner ist isoliert aufgestellt. Darüber befinden sich in einigem Abstand die beiden Platinnetzelektroden  $E_1$  und  $E_2$ , die den Meßraum begrenzen. Die Elektrode  $E_3$  dient als Elektronenquelle. Sie wird zusammen mit der Elektrode  $E_2$  auf Spannung gebracht, wobei noch ein besonderes Feld zwischen  $E_2$  und  $E_3$  durch die Batterie V. Spg. die Elektronen in den Kondensator  $E_1, E_2$  eintreibt. Die Elektrode  $E_1$  ist über ein Galvanometer mit der Erde verbunden.

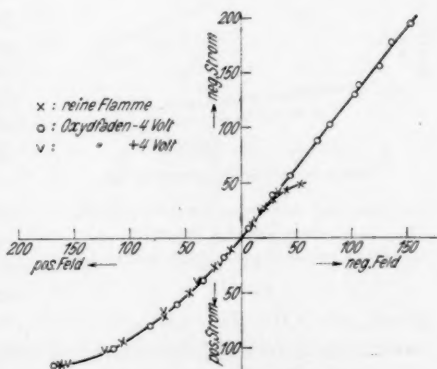


Versuchsanordnung  
mit Oxydelektrode

Fig. 11

Zunächst sollte untersucht werden, ob die bei  $E_2$  eintretenden Elektronen nach  $E_1$  gelangten. Die benutzte Methode war die der

Leitfähigkeitsbestimmung im Raume  $E_1, E_2$ . Die Ergebnisse der Messungen sind in Fig. 12 wiedergegeben. Die Elektronenquelle  $E_3$  bestand aus einem Platinfaden, der mit Calciumoxyd bestrichen war. Die Kurven sind sowohl für negative als auch positive Vorspannung am Oxydfaden aufgenommen. Sie durchsetzen die Feldachse alle in gleicher Neigung, und zeigen in ihrem weiteren Verlauf vielmehr das Bestreben sich konvex zu krümmen als eine



Stromfeldmessung mit Oxydfaden  
als Elektronenquelle

Fig. 12

stärkere Neigung anzunehmen. Auch ist die Stromsymmetrie zur Feldrichtung hier gewahrt und keine Unipolarität der Leitung zu bemerken.

Die aus dem Raume  $E_3$ ,  $E_2$  in den Kondensator getriebenen Elektronen können nicht durch diesen hindurch zur Elektrode  $E_1$  gekommen sein. Sie müssen schon früher aus dem Stromtransport ausgeschaltet worden sein; denn die zwischen  $E_1$  und  $E_2$  verfügbare Trägerzahl wird durch die von  $E_3$  kommenden Elektronen nicht vermehrt. Selbst bei großen elektronen-treibenden Spannungen zwischen  $E_3$  und  $E_2$  blieb der Verlauf der Stromfeldkurven der gleiche wie in Fig. 12.

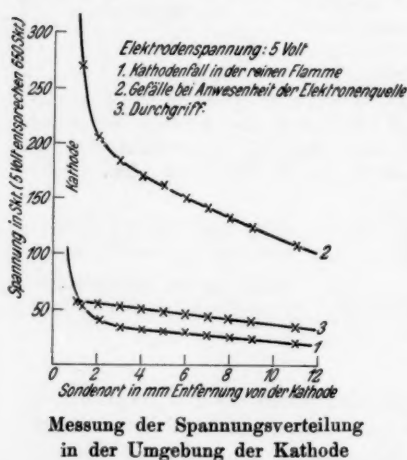


Fig. 13

gebung der Kathode beschränkt bleibt. Die Größe der Spannung zwischen  $E_3$  und  $E_2$  betrug 4 Volt, die Elektrodenspannung 5 Volt, was einem Ordinatenwert von 650 Skt. Elektrometerschlag entspricht. Die Kurve 1 zeigt den reinen Kathodenfall bei isolierter Elektrode  $E_3$ . In Kurve 2 ist das Gefälle aufgezeichnet, wenn die Elektrode  $E_3$  auf Spannung gebracht ist.

Schließlich war noch die Größe des Durchgriffs zwischen  $E_3$  und  $E_1$  zu untersuchen. Diese ergibt sich aus Kurve 3, welche die Änderung angibt, die das Feld Null zwischen  $E_1$ ,  $E_2$  nach Zuschalten der spannungsführenden Elektrode  $E_3$

Aus Spannungsverteilungsmessungen im Raume  $E_1$ ,  $E_2$  konnte die Art der Elektronenbeeinflussung untersucht werden. Bei diesen Versuchen war die Elektrode  $E_2$  negativ aufgeladen, die Elektrode  $E_3$  stets noch um einige Volt negativer. Näher untersucht wurde nur die Spannungsverteilung in der Nähe der Kathode  $E_2$ . Denn die in Fig. 13 eingetragenen Kurven lassen bereits erkennen, daß der Einfluß auf die Um-

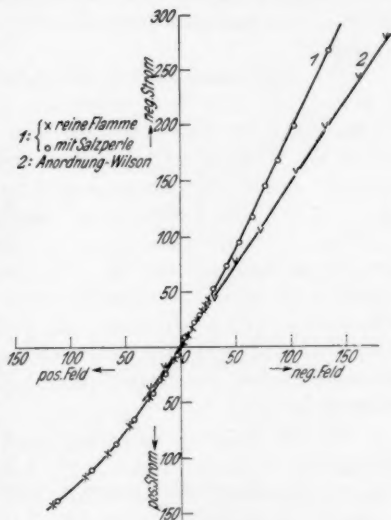
erfährt. Da aber der Durchgriff das Gefälle an der Kathode höchstens vergrößert, so ist er für die Untersuchung nicht von Einfluß und kann unberücksichtigt bleiben.

Aus Kurve 2 folgt, daß durch die bei  $E_2$  in das Kathodengefälle eintretenden Elektronen der Kathodenfall erniedrigt wird, und entsprechend das Feld im Innern des Kondensators dagegen erhöht. Durch die Neutralisation der positiven Trägerschicht wird die kathodische Raumladung vermindert, dafür aber das Feld im Innern des Kondensators erhöht.

Da die Leitfähigkeitsmessungen ergeben hatten, daß die Trägerzahl im Innern des Kondensators ungeändert bleibt, so folgt, daß alle in das Kathodengefälle eintretenden Elektronen dort durch die positiven Träger neutralisiert werden. Daraus folgt weiter, daß erst dann Elektronen aus dem Raume  $E_3$ ,  $E_2$  in das Innere des Kondensators gelangen können, wenn ihre Konzentration groß genug ist, um den gesamten Kathodenfall zu vernichten.

Es ist daher auch nicht zu entscheiden, ob die das Kathodengefälle bei  $E_2$  beeinflussenden Elektronen vom Oxydfaden  $E_3$  selbst kommen, oder aus der Flammenschicht  $E_3$ ,  $E_2$ . Sie werden nur dann vom Oxyd gekommen sein, wenn die Elektronenabgabe von  $E_3$  groß genug war, um ihre kathodische Schicht zu vernichten.

Da die Spannungsverteilungsmessungen gezeigt hatten, daß die Elektronenemission des Calciumoxydfadens nicht genügend war zur Neutralisation der Raumladung an der Elektrode  $E_2$ ,



Stromfeldmessungen  
bei hohen Elektronenkonzentrationen  
Fig. 14

mußten Elektronenquellen mit stärkerer Emission benutzt werden. Unter allen Alkalisalzen waren zunächst nur Perlen aus Natriumborat verwendbar, die bei der durch die hohe Flammentemperatur bedingten großen Verdampfungsgeschwindigkeit sich 15—20 Minuten in der Flamme hielten. Diese Zeit reichte gerade aus, um eine Stromfeldkurve aufnehmen zu können. Nach der geschätzten Helligkeit des Dampfstreifens betrug die Natriumkonzentration in runder Zahl  $10^{14}$  Atome/cm<sup>3</sup>. Die Perle wurde an einer Drahtöse als Elektrode  $E_3$  in die Flamme eingeführt.

Die Ergebnisse zahlreicher Meßreihen enthält die Fig. 14. Kurve 1 (×) gibt den Verlauf der Stromfeldwerte wieder bei Abwesenheit der Salzperle. Bei Anwesenheit der Salzperle, die gegen die Elektrode  $E_2$  eine negative Vorspannung von 4 Volt besitzt, zeigen die zusammengehörigen Stromfeldwerte der Kurve 1 (○) die Leitfähigkeit des Meßkondensators an. Die Kurve 2 ist mit einer etwas abgeänderten Anordnung aufgenommen und soll erst im nächsten Teil der Arbeit an entsprechender Stelle besprochen werden (näheres vgl. Teil IV, 1). Die völlige Übereinstimmung der Meßwerte der Kurven 1 (×) und 1 (○) läßt schließen, daß auch bei diesen hohen Elektronenkonzentrationen der Kathodenfall bei  $E_2$  noch nicht völlig vernichtet ist.

Bei den weiteren Versuchen wurde dieser Kathodenfall von vornherein dadurch verkleinert, daß die Elektrode  $E_2$  durch eine Oxydelektrode ersetzt wurde. Sie bestand aus dünnen Platindrähten, die parallel in geeignetem Abstand auf einem Messingrahmen aufgespannt und mit Calciumoxyd bestrichen waren. Die Elektronenquelle  $E_3$  bestand aus dicken Calciumoxydstäben.

Die Versuchsreihen sind in Fig. 15 in Kurvenform wiedergegeben. Die Kurve *a* enthält die Meßwerte bei isolierter Elektrode  $E_3$ . Die Versuchsreihe *b* wurde durch Zuschalten der Elektrode  $E_3$  gewonnen.

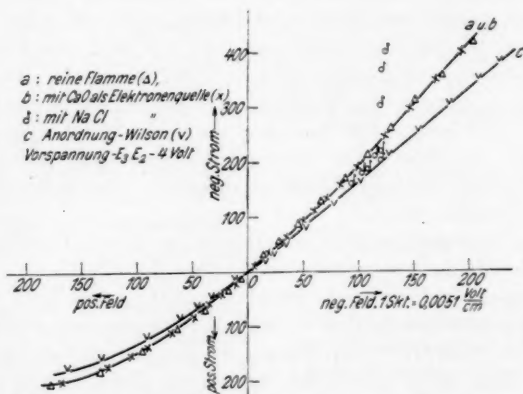
Die Kurve der Versuchsreihe *c* wird zusammen mit Kurve 2 aus Fig. 14 im nächsten Teil besprochen werden (vgl. Teil IV, 1).

Die Meßwerte von *a* und *b* liegen auf einer einzigen Kurve. Es sei noch bemerkt, daß die Steilheit dieser Kurve genau übereinstimmt mit der der Kurve 1 in Fig. 14. Die Oxydelektrode ändert also nichts an der Leitfähigkeit im Kondensator  $E_1, E_2$ . Wieder reichte die Elektronenkonzentration der



Quelle  $E_3$  nicht aus, den schon verminderten Kathodenfall bei  $E_2$  völlig zu beseitigen.

Eine Leitfähigkeitsänderung im Kondensator  $E_1$ ,  $E_2$  war danach nur noch von höchsten Elektronenkonzentrationen zu erhoffen. Die Oxydelektrode  $E_2$  wurde beibehalten. Als Elektronenquelle  $E_3$  dienten Kochsalzperlen, die in Platinkörbchen zusammengeschmolzen waren, wodurch die Perlen einen Durchmesser von 6—7 mm hatten. Diese Perlgrößen waren in der Flamme in rund 2 Minuten abgedampft, während welcher Zeit



Stromfeldmessungen mit einer Oxydelektrode

Fig. 15

gerade ein zusammengehöriger Stromfeldwert abgelesen werden konnte. Für jeden Beobachtungspunkt mußte eine neue Perle benutzt werden. Die durch Fähnchen gekennzeichneten Meßwerte sind in Fig. 15 eingetragen.<sup>1)</sup> Die nicht mit dem Kurvenverlauf übereinstimmenden Werte wurden nur erhalten, wenn die Elektrode  $E_3$  negative Vorspannung hatte, dagegen traten sie nicht bei positiver Vorspannung an  $E_3$  auf. Eine Kurve zwischen den Meßwerten würde bei 120 Sekt. der negativen

1) Hr. Prof. Becker war so liebenswürdig, dem Verf. bei der Durchführung dieser Meßreihen behilflich zu sein, da das dauernde Auswechseln der Elektrode  $E_3$  und das Ablesen der Meßinstrumente nicht von einem Beobachter gemacht werden konnten.

Feldachse steil nach oben verlaufen, während die übrigen Werte mit denen der früheren Kurven zusammenfallen.

Damit ist aber gezeigt, daß es bei hohen Elektronenkonzentrationen unter völliger Beseitigung des Kathodengefälles bei  $E_2$  gelingt, Elektronen durch den Kondensator  $E_2$ ,  $E_1$  zu treiben. Die Elektronen laufen entgegen der Flammenströmung bis zur Auffangelektrode  $E_1$  und rufen dort eine Stromvermehrung hervor.

Obwohl diese Messungen der Gegenstrommethode der Wg. der Elektronen entsprechen und die Ergebnisse grundsätzlich geeignet wären, aus bekannter Flammengeschwindigkeit und dem zum Knickpunkt gehörigen Feld die Wg. des Elektrons zu berechnen, wurde doch auf die Durchführung der Rechnung verzichtet, da die der Messung noch anhaftenden Schwierigkeiten keine genaue Bestimmung der Lage des Knickpunktes zuließen. Es wird einer späteren Untersuchung vorbehalten bleiben, von diesen Erfahrungen ausgehend, die Wg. der Elektronen zu bestimmen.

Im Anschluß an die Untersuchungen dieses Abschnitts sei noch eine Bemerkung über den *Einfluß der Elektroden auf den Leitvorgang im Flammenvolum* angeknüpft. Die obigen Ergebnisse der Kathodenfalluntersuchungen lassen den Schluß zu, daß ein Einfluß der Elektroden auf den Leitvorgang im Flammenvolum dann nicht stattfindet, wenn noch Gefälle an den Elektroden bestehen. Die an der Kathode glühelektrisch ausgelösten Elektronen (an der Anode werden diese Elektronen durch das elektrische Feld zurückgehalten) werden durch die positiven Träger des Kathodengefälles völlig neutralisiert, so daß sie nicht ins Flammeninnere gelangen. Da sich bei Verwendung glühender Elektroden stets Gefälle ausbilden, allein durch die Temperaturunterschiede der Elektroden gegen die angrenzenden Flammenschichten, so müssen Leitfähigkeitsmessungen sowohl bei glühenden als auch gekühlten Elektroden zu denselben Gesetzmäßigkeiten führen.

#### IV. Teil: *Besprechung der früheren Arbeiten über die Wg.-Messungen der Elektronen*

Die in Teil III erhaltenen Ergebnisse stehen in völligem Widerspruch zu den bisherigen Annahmen über die Anwendbarkeit der Wg.-Methoden auf die Flamme. Ein erster Versuch

einer kritischen Untersuchung der Grundlagen dieser Methoden liegt bis jetzt nur von Wilekens vor<sup>1)</sup>).

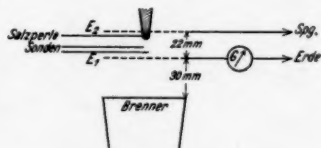
Da aber gegen die aus seinen Versuchen von ihm gezogenen Schlüsse Einwände gemacht wurden<sup>2)</sup> und eine erneut durchgeführte Messung der Wg. der negativen Träger<sup>3)</sup> die von ihm als ungeeignet erkannte Methode benutzte, so ist es notwendig, mit den aus der vorliegenden Arbeit gewonnenen Ergebnissen einmal eine sorgfältige Prüfung und kritische Betrachtung der früheren Wg.-Messungen vorzunehmen.

### 1. Anordnung mit Horizontalelektroden

Die mit dieser Versuchsanordnung durchgeführten Messungen entsprechen der *Gegenstrommethode*. Die von der Flammenströmung nach oben geführten Elektrizitätsträger werden der gleichzeitigen Einwirkung eines zu ihrer Bahn parallelen elektrischen Feldes von solcher Richtung ausgesetzt, daß das Feld der Strömung entgegenwirkt und also die ursprüngliche Geschwindigkeit verringert oder vollständig kompensiert. Die gesuchte Wg. im Einheitsfeld ergibt sich aus der Abhängigkeit der gemessenen Stromstärke von der Größe des wirksamen Feldes und der Flammengeschwindigkeit.

Nach diesem Prinzip sind die ersten Messungen der Geschwindigkeit negativer Träger im Flammeninnern, zugleich mit der Geschwindigkeitsmessung positiver Träger, von H. A. Wilson ausgeführt worden<sup>4)</sup>, wozu aber sofort zu bemerken ist, daß Wilson nur die *Spannung* und nicht das wirksame *Feld* berücksichtigt.

Die in der vorliegenden Arbeit benutzte Versuchsanordnung ist bis auf die geometrischen Abmessungen, die sich als belanglos erweisen, der Wilsonschen nachgebildet (vgl. Fig. 16).



Versuchsanordnung zur Messung der Wanderungsgeschwindigkeit nach der Gegenstrommethode

Fig. 16

1) E. Wilckens, a. a. O., S. 48.

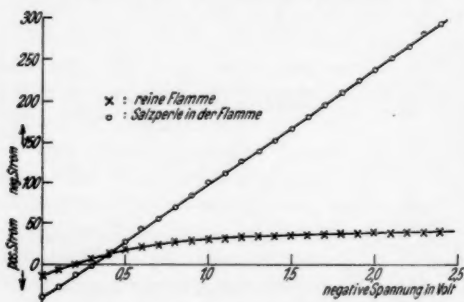
2) E. Marx, Ann. d. Phys. 76. S. 737. 1925.

3) E. Marx u. P. Kappler, Phys. Ztschr. 29. S. 261. 1928.

4) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 192. S. 516. 1899.

Die Flamme eines Rostbrenners, der isoliert aufgestellt ist, enthält zwei in 22 mm Abstand voneinander befindliche Platinnetze  $E_2$  und  $E_1$ , von denen das obere mit dem negativen Pol einer andererseits geerdeten Spannungsquelle verbunden ist, während das untere über ein Galvanometer zur Erde geleitet wird. Unterhalb der Kathode wird eine Natriumperle an einem Platinhalter isoliert angebracht.

In Fig. 17 ist das Ergebnis der Messungen aufgezeichnet. Die erhaltenen Kurven stimmen in ihrem Verlauf von Absolutwerten abgesehen, völlig mit denen von Wilson überein.<sup>1)</sup> Neben der Stromspannungskurve für die reine Flamme, auf deren Besprechung sich Wilson nicht einläßt, ist die entsprechende Kurve bei Anwesenheit der Salzperle eingetragen, die allein näher betrachtet werden soll.



Stromspannungskurve zur Geschwindigkeitsmessung negativer Träger nach Wilson

Fig. 17

Wilson dem jetzt einsetzenden Herabwandern der negativen Träger zuschreibt. Unter der Voraussetzung eines homogenen Feldes zwischen den Elektroden und einer Flammengeschwindigkeit von 300 cm/sec ergäbe sich nach dem Vorgang von Wilson eine Wg. der negativen Träger von  $2000 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ . Wilson gelangt bei der Auswertung seiner Messungen zu dem Wert 1030 cm/sec. Daß diese Zahlenangaben nur in der Größenordnung übereinstimmen, ist völlig belanglos, da sich zeigen wird, daß die Kurven in dieser Weise überhaupt falsch gedeutet werden.

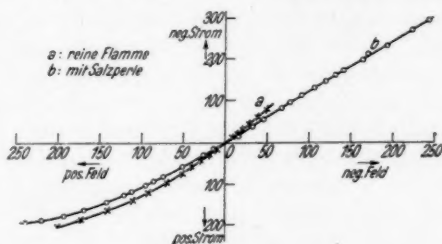
1) Vgl. H. A. Wilson, a. a. O., S. 517. Diagramm Nr. 14.

Solange die Elektrodenspannung kleiner ist als 0,3 Volt, wird ein geringer, der angelegten Spannung entgegengerichteter Strom zwischen den beiden Netzen beobachtet. Bei 0,3 Volt macht sich ein im geforderten Sinne zunehmender Strom bemerkbar, was

Um letzteres zu zeigen, wurde in dem Kondensator  $E_1, E_2$  eine Stromfeldmessung vorgenommen. Die Kurve  $a$  der Fig. 18 stellt den Stromfeldverlauf bei reiner Flamme dar, die Kurve  $b$  den Verlauf bei Anwesenheit der Salzperle. Bei Zutreffen des Wilsonschen Ergebnisses müßte die Kurve  $b$  bei irgendeinem Feldwert einen erhöhten Anstieg zeigen, wobei die Knickstelle das Herabwandern der negativen Träger zur Elektrode  $E_1$  andeuten würde. Es findet sich aber im ganzen Kurvenverlauf keine solche Knickstelle, vielmehr hat die Kurve  $b$  sogar eine geringere Steilheit gegen die Feldachse wie die Kurve  $a$ . Der verminderte Anstieg der Kurve  $b$  erklärt sich aus der Kühlwirkung der Salzperle, die die Stromwerte verkleinert. Aus dem Fehlen einer Knickstelle längs der Kurve  $b$  ist zu schließen, daß keine negativen Träger von der Salzperle die Elektrode  $E_1$  erreichen.

Die Kurve 2 der Fig. 14 und die Kurve  $c$  der Fig. 15 geben die Stromfeldmessungen wieder, die mit der beschriebenen Wilsonschen Anordnung gemacht wurden. Auch bei ihnen tritt keine Knickstelle auf, und die Neigung gegen die Feldachse ist auch hier durch die Salzperle etwas verringert.

Die Trägerkonzentration des Flammenvolumens wird somit durch die Anwesenheit der Salzperle nicht vermehrt. Die von der Salzperle oder ihrem Dampfraum ausgehenden negativen Träger können nach den Ergebnissen des vorigen Teils dann nur eine bestehende kathodische Raumladung beeinflussen. Eine Spannungsverteilungsmessung konnte darüber Aufschluß geben. Die Beobachtungswerte sind in Fig. 19 wiedergegeben. In der reinen Flamme besteht nahe der Kathode ein sehr erhebliches Gefälle (vgl. Kurve  $a$ ). Die Kurve  $b$  zeigt die Veränderung der Spannungsverteilungskurve durch Einführen der Salzperle.

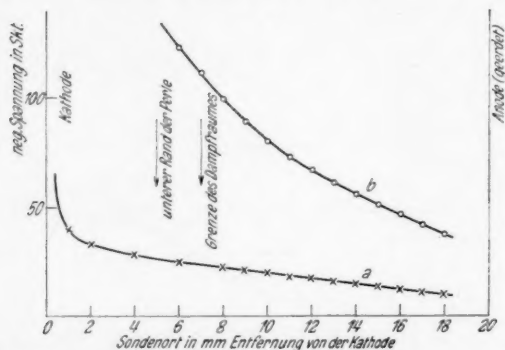


Stromfeldmessung  
bei der Wilsonschen Anordnung

Fig. 18

(In der Figur ist sowohl die Lage des unteren Randes der Perle als auch die untere sichtbare Grenze ihres Dampftraums angegeben.) Die Wirkung der Salzperle besteht damit außer in einem Kühleinfluß nur in einer Verminderung des Kathodengefälles, was eine Feldvergrößerung im Flammenvolum zur Folge hat. Neue Träger beteiligen sich aber nicht merklich an dem Stromtransport.

Die Kurven der Figg. 18 und 19 zeigen mit aller Deutlichkeit, daß eine Berechnung der Wg. der negativen Träger nach



- a) Spannungsverteilung in der reinen Flamme,  
 b) Spannungsverteilung bei Anwesenheit der Salzperle  
 Elektrodenspannung: 3 Volt (= 390 Skt. Elektr.-Ausschlag)

Spannungsverteilung in der reinen Flamme und bei Anwesenheit einer Salzperle (Anordnung: Wilson)

Fig. 19

obigem Meßverfahren völlig unzulässig ist, da dieses seiner notwendigsten Voraussetzung entbehrt, nämlich des Stattfindens der Trägerwanderung. Die Stromvermehrung bei der Stromspannungskurve der Kurve *b* der Fig. 17 gegen die Kurve *a* bei reiner Flamme ist anders zu deuten. Sie darf nicht einem Herabwandern der negativen Träger zur Auffangelektrode zugeschrieben werden; sie hat vielmehr ihre Ursache allein in einer ihr streng proportionalen Feldvergrößerung.

Weiterhin muß gesagt werden, daß es einen Trugschluß bedeutet, die Wg. aus dem Schnittpunkt der Stromkurve mit der Spannungsachse zu berechnen, da in diesem Falle die Eigen-

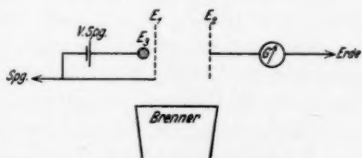
spannungsdifferenz der Elektroden nicht berücksichtigt wird (vgl. Teil I). Denn bei verbundenen Elektroden, also *Null Volt* Elektrodenspannung, herrscht nicht das *Feld Null* im Flammeninnern, sondern die Elektroden zeigen stets beim Verbinden eine Eigenspannungsdifferenz, die bei unseren Versuchen gerade 0,3 Volt beträgt. Der Schnitt der Stromkurve mit der Spannungsachse muß somit als *Ausgangspunkt* der *Stromspannungskurve* angesehen werden.

## 2. Anordnung mit Vertikalelektroden

Das elektrische Feld ist hierbei quer zur Flammenströmung gerichtet. Bei dieser Methode des Querstromes sucht man die von einer Salzperle oder einer besonderen metaldampfhaltigen Flamme ausgehenden negativen Träger durch eine Vorspannung in die reine Flamme, die den Meßkondensator enthält, einzutreiben. In dieser beschreiben die negativen Träger unter der gleichzeitigen elektrischen Einwirkung von Flammenströmung und quergerichtetem Feld nach oben geneigte Bahnen und können dabei je nach der Höhe der Spannung von der Anode aufgefangen oder von der Flammenströmung nach oben entführt werden. Durch Aufsuchen der Grenzspannung, für welche gerade ein Abfangen durch die Anode beginnt, was aus der Stromsteigerung kenntlich wird, kann mit Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse, der Flammengeschwindigkeit und des maßgebenden Feldes die Wg. bestimmt werden.

Dieses Meßverfahren liegt den drei hier zu besprechenden Arbeiten von Moreau, Wilckens und Marx u. Kappler<sup>1)</sup> zugrunde.

Fig. 20 gibt die Elektrodenanordnung wieder, wie sie im wesentlichen bei diesen Untersuchungen benutzt und von uns zur Reproduktion dieser Versuche angewandt wurde. In die Flamme des isoliert auf-



Versuchsanordnung  
mit Vertikalelektroden

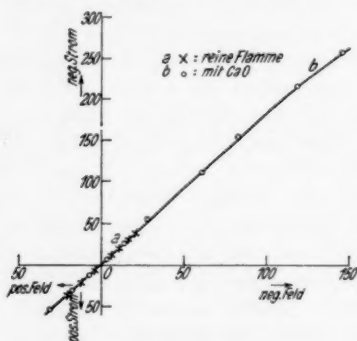
Fig. 20

1) G. Moreau, Ann. de chim. et de phys. (7) 30. S. 24. 1903; (8) 18. S. 433. 1909; E. Wilckens, a. a. O., S. 37; E. Marx und P. Kappler, a. a. O., S. 261.



gestellten Rostbrenners sind zwei Platinnetzelektroden vertikal eingeführt mit einem gegenseitigen Abstand von 22 mm. Die Netze befinden sich auf Weißglut. Während die Elektrode  $E_1$  mit einer Spannungsquelle in Verbindung steht, ist die Elektrode  $E_2$  über ein Galvanometer zur Erde abgeleitet. Die Elektronenquelle  $E_3$  — ein Calciumoxydfaden —, 5 mm von  $E_1$  entfernt aufgestellt, ist gegen  $E_1$  um 2 Volt negativ aufgeladen.

Die obengenannten Arbeiten benutzen daneben die Versuchsanordnung der *Doppelflamme*, wobei sich die Elektroden  $E_1$  und  $E_2$  in der reinen Meßflamme befinden, die Elektronenquelle  $E_3$  durch eine besondere Erzeugerflamme ersetzt wird, in die Salzlösungen verschiedener Konzentration eingestäubt werden. Sie untersuchen den Zusammenhang der Stromstärke mit der Elektrodenspannung der Meßflamme und deuten den Schnittpunkt der Stromkurve mit der *Spannungsachse* als diejenige Elektrodenspannung, welche gerade ausreicht, um die ersten negativen Träger zur Auffangelektrode zu treiben.



Stromfeldmessung  
bei Vertikalelektroden

Fig. 21

aussetzungen eingehalten waren. Das Ergebnis solcher Messungen ist in Fig. 21 wiedergegeben. Die Kurve *a* gibt den Stromfeldverlauf in der reinen Flamme, die Kurve *b* bei Anwesenheit des Calciumoxydfadens an. Beide Kurven haben die gleiche Neigung zur Feldachse, woraus zu schließen ist, daß die im Meßfeld verfügbare Trägerzahl durch Anwesenheit der Elektronenquelle nicht geändert wird (vgl. auch Teil III). Die somit in den Kondensator eintretenden Elektronen müssen

Daß an der Zuverlässigkeit der Schlußfolgerungen aus solchen Beobachtungen zu zweifeln sei, ist schon von Wilckens bemerkt worden.<sup>1)</sup> Es ist aber auch aus anderen Gründen an dem Zutreffen der Voraussetzungen zu dieser Methode zu zweifeln.

*Leitfähigkeitsmessungen* im Kondensator  $E_1$ ,  $E_2$  (vgl. Fig. 20) konnten darüber Aufschluß geben, ob die notwendigen Vor-

1) Vgl. P. Lenard, *Heidelberger Akad.* A. 17. S. 3. 1914 und A. Becker, *Graetz Handb.* 3. S. 486. 1919.

völlig von der kathodischen Raumladung vernichtet worden sein. Dies ergibt sich mit aller Deutlichkeit aus besonderen Spannungsverteilungsmessungen, die eine erhebliche Verringerung des Kathodengefälles anzeigen. Es erreichen aber keine Elektronen die Auffangelektrode, wie es bei den bisherigen Versuchen immer angenommen wurde.

Die in diesem Sinne gedeuteten Abszissenschnittpunkte der Stromspannungskurven und ihre Veränderlichkeit mit der Salzkonzentration der Erzeugerflamme sind vielmehr auf andere Ursachen zurückzuführen.

Die eine Ursache ist die auch früher schon erwähnte Nichtberücksichtigung der Eigenspannungsdifferenz der Elektroden, die andere ist in dem besonderen Verhalten der Stromspannungskurven zu suchen. Die Stromkurve wird mit steigender Salzkonzentration der Erzeugerflamme zunächst steiler gegen die Feldachse verlaufen, aber nicht deshalb, weil die verfügbare Trägerzahl im Kondensator erhöht wird, sondern wegen der Kathodenfallverminderung und der damit verbundenen Felderhöhung. Der Schnittpunkt der Stromkurve mit der Spannungsachse wird dann bei steigender Konzentration zu größeren Voltzahlen rücken und damit eine scheinbare Verringerung der Wg. anzeigen.

Marx und Kappler haben bei ihren Untersuchungen wohl berücksichtigt, daß die Differenzbildung der Stromwerte bei Salzflamme und reiner Flamme bei gleichem *Feld* vorgenommen werden müssen, tragen aber dann diesen Differenzstrom wieder in Abhängigkeit von der *Elektrodenspannung* auf. Damit ist gegenüber der Versuchsmethode von Moreau und Wilckens nichts Neues gewonnen, da diesen Stromspannungskurven genau dieselben Fehler anhaften wie den früheren. Auch die von Marx und Kappler festgestellte Feldumkehr bedeutet nach den Ergebnissen unserer Versuche nichts Besonderes. Denn bei ihren Spannungsverteilungsmessungen war die Eigenspannungsdifferenz der Elektroden nicht kompensiert. Die gemessene Spannungsverteilung ist danach als eine Über-einanderlagerung des von dieser Eigenspannungsdifferenz verursachten und des von der angelegten Elektrodenspannung herrührenden Potentialbeitrages in der Flamme anzusehen. Haben diese Beiträge entgegengesetztes Vorzeichen, was von den jeweiligen Verhältnissen, insbesondere an den Elektroden,

abhängen wird, so muß notwendig im Flammeninnern das Feld Null bzw. Feldumkehr auftreten.

Wir haben uns schließlich den Wilkensksschen *Diffusionsversuchen* zuzuwenden. Wilkens hatte bei seinen Versuchen über die relative Lage von Auffangelektrode zur Eintrittsstelle der Elektronen in das Meßfeld zeigen können, daß das Strommaximum nur dann auftrat, wenn Eintrittsstelle und Auffangelektrode gleiche Höhenlage hatten. Von dieser Mittellinie nahm der Strom nach beiden Seiten symmetrisch ab.

Nach den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit ist dieser Befund aber nicht lediglich, wie Wilkens es annimmt, einer Diffusion der Elektronen in der Meßflamme zuzuschreiben, sondern einer Inhomogenität des Feldes im Meßkondensator. An der engbegrenzten Eintrittsstelle der Elektronen wird der Kathodenfall stark erniedrigt und das Flammenfeld in dieser Höhenlage daher stark vergrößert. Seitlich davon, symmetrisch um den Eintrittsort, nimmt die Erniedrigung der kathodischen Raumladung ab; das Flammenfeld bleibt an diesen Stellen kleiner. Die Stromverteilungskurven von Wilkens sind demnach im wesentlichen nichts anderes als ein Abbild der Feldverteilung im Meßfeld.

Nachdem gezeigt worden war, daß die Gegen- und die Querstrommethode unter Benutzung von *Stromspannungsmessungen* zu ganz falschen Schlüssen führten, die ein Auffinden der Wg. der negativen Träger mit den vermeintlich zugehörigen Gesetzmäßigkeiten nur vortäuschten, daß es somit überhaupt noch keine direkte Messung der Wg. dieser Träger gibt, wäre noch zu sagen, wie nach den jetzigen Erfahrungen eine einwandfreie Bestimmung der Wg. der negativen Träger bzw. Elektronen vorgenommen werden könnte. Die Gegen- und Querstrommethode behalten grundsätzlich ihre Bedeutung; die Messung muß nur unter Aufnahme von *Stromfeldkurven* erfolgen unter besonderer Berücksichtigung der Eigenspannungsdifferenz der Elektroden und unter Vernichtung des Kathodengefälles im Meßkondensator, damit die Elektronen in diesem überhaupt endliche wanderungsfähige Wege erlangen. Es ist dabei nur die *Stromfeldkurve* bei Anwesenheit der Elektronenquelle zu untersuchen, da die Messung in der reinen Flamme für den Kurvenanfang nichts Besonderes hinzuliefert. Ein Knick in der Kurve, wie er bereits in Fig. 15 angedeutet ist,

zeigt an, daß jetzt die Träger den vorgeschriebenen Weg zurücklegen. Aus dem zu der Knickstelle gehörigen Feld und den sonstigen maßgebenden geometrischen Größen der jeweiligen Methode ist es dann möglich, die Wg. zu bestimmen.

## V. Teil: Allgemeines zur Elektronenwanderung und zur Elektrizitätsleitung in Flammen

### 1. Über die Elektronenbewegung

Nachdem in dem vorangehenden dritten und vierten Teil die experimentellen Grundlagen der bisherigen Wg.-Messungen eingehend untersucht worden sind, sollen jetzt die aus den vermeintlichen Gesetzmäßigkeiten der Wg. der negativen Träger früher gezogenen Schlüsse auf die Elektronenbewegung in Flammen einer dritten kritischen Betrachtung unterworfen werden.

Diese „Quadratwurzelgesetze“ waren außerordentlich merkwürdig, und es war schwierig, ihre theoretische Bedeutung einzusehen. Die besondere Merkwürdigkeit der Gesetze lag darin, daß das Metall, um dessen Konzentration oder Atomgewicht es sich handelte, in dem Raume, in welchem die Wg. der Elektronen gemessen wurde, gar nicht anwesend war.

Es hatte zuerst Lenard versucht, diese Eigentümlichkeiten zu erklären.<sup>1)</sup> Aus den damals vorliegenden Ergebnissen der Arbeit von Wilckens schien die Annahme berechtigt, daß die aus der Vertikal- und Horizontal-Elektrodenanordnung sich ergebenden Werte nur eine „vermeintliche“ Wg. „ $W$ “ des Elektrons ergaben, die im allgemeinen kleiner sein würde, als die wirkliche Wg.  $w$  des Elektrons. Zwischen beiden Größen ergab sich für die Querstrommethode die leicht einzusehende Beziehung

$$„W“ = \frac{v}{h} A_w \cdot w = \frac{v}{h} \frac{1}{\alpha n \beta} \cdot w.$$

Darin bedeuten:

- $v$  die Flammengeschwindigkeit,
- $h$  die vertikale Abmessung der Auffangelektrode,
- $A_w$  die Dauer des wanderungsfähigen Zustandes der Elektronen in der Meßflamme,
- $\alpha$  den Wiedervereinigungskoeffizienten für positive Träger ( $n \beta$ ) und wanderungsfähige Elektronen ( $Q$ ), in der Raum- und Zeiteinheit,
- $\beta$  die Ladungszahl, welche den Bruchteil der gleichzeitig positiv geladenen Atome (bzw. Elektronen), d. h. den Bruchteil der

1) P. Lenard, Heidelb. Akad. A. 17. S. 16 u. 25. 1914.

Zeit angibt, in welcher ein einzelnes Atom durchschnittlich elektrisch geladen (bzw. ein Elektron durchschnittlich frei) ist.

Durch den obigen Zusammenhang schien angezeigt, daß die Verhältnisse in der Meßflamme wesentlich von der Größe  $\Delta_w$  abhängen. Denn bei Vergrößerung der Konzentration der wanderungsfähigen Träger  $n\beta = Q$  ergibt sich eine Verkleinerung von „W“, bedingt durch die Verkleinerung von  $\Delta_w = \frac{1}{\alpha n \beta}$ . Ebenso ließ sich die Atomgewichtsabhängigkeit durch die Größe „W“ erklären.

Dazu ist folgendes zu sagen: Die Beziehung für  $\Delta_w$  gilt nur für die elektrisch neutrale Meßflamme. Die Dauer des wanderungsfähigen Zustandes des Elektrons im Meßfeld kann bei wachsender Konzentration der Erzeugerflamme nur größer und nicht kleiner erwartet werden, wie oben angenommen wurde. Denn es ist in der Ableitung für „W“ nicht zutreffend, die Trägerzahl  $n\beta$  der Meßflamme mit der Konzentration der Erzeugerflamme in Beziehung zu bringen oder gar gleichzusetzen. Ferner wird die Größe  $\Delta_w$  in der Meßflamme konstant bleiben, solange ein Kathodenfall besteht, der das Eintreten von Elektronen verhindert. Die genannten Gesetze wären danach auch nicht durch ein „W“ verständlich.

Ein anderer Erklärungsversuch der Quadratwurzelgesetze liegt von Marx<sup>1)</sup> vor. Er sieht dieselben durch den Kathodenfall verursacht an, der die Elektronenkonzentration in der Meßflamme begünstigen und damit die Ladungszahl  $\beta$  derart beeinflussen soll, daß für die negativen Elektrizitätsträger die genannten Gesetzmäßigkeiten resultieren.

Demgegenüber hat unsere gegenwärtige Untersuchung gezeigt, daß die Wirkung des Kathodenfalls gerade die entgegengesetzte ist, daß nämlich alle durch die Kathode in das Gefälle eintretenden Elektronen dort infolge Rekombination vernichtet werden und also überhaupt nicht die Elektronenkonzentration der Meßflamme vermehren, solange ein Kathodenfall besteht.

## 2. Über die Elektrizitätsleitung

Bereits im dritten Teil der vorliegenden Arbeit wurde auf die Frage nach der Möglichkeit einer Beeinflussung des Leitvorganges im Flammenvolum durch die Elektroden eingegangen. Bisherige Arbeiten über die elektrische Leitfähigkeit von Flammen waren auf eine systematische Untersuchung dieser Beeinflussung nicht eingegangen.

Die gemessene Leitfähigkeit war zwei Ursachen zuzuschreiben: Der Volumwirkung und der Elektroden-(Grenz-zonen-)Wirkung. Inwieweit die Leitfähigkeit des Flammenvolums durch eine Mitwirkung der Elektroden eine Veränderung erfuhr, wurde in den früheren Arbeiten nicht an-

1) E. Marx, *Ann. d. Phys.* 50. S. 541. 1916.

gegeben; doch schloß man aus der starken Abhängigkeit der *Stromspannungskurven* vom Glühzustand der Elektroden auf eine erhebliche Grenzzonenwirkung. Durch die an den glühenden Elektroden stattfindende Elektronenerzeugung sollte die im Flammenvolum vorhandene Trägerzahl und damit die Leitfähigkeit erhöht werden. Danach war die Flammenleitfähigkeit als eine Funktion der Elektrodentemperatur anzusehen. Eine Bestimmung der reinen Volumwirkung schien somit nur unter der Benutzung gekühlter Elektroden erreichbar zu sein, wodurch die Möglichkeit einer Elektrodenmitwirkung ausgeschlossen war.<sup>1)</sup>

Die gegenwärtige Untersuchung zeigt demgegenüber, daß der Zusammenhang zwischen Strom- und Feldstärke in der Flamme vom Temperaturzustand der Elektroden ganz unabhängig ist, solange Spannungsgefälle an den Elektroden vorhanden sind.

Der Unterschied der Stromleitung bei heißen und gekühlten Elektroden bei Vorhandensein von Gefällen besteht nur in einer Verschiedenheit der Strom- und Feldwerte bei gleicher Größe der angelegten Elektrodenspannung. Doch verschwindet, wie an mehreren Stellen gezeigt wurde, dieser Unterschied, wenn man die Flammenströme auf gleiche *Felder* bezieht.

#### Zusammenfassung

Die elektrischen Verhältnisse in *reinen* (metallfreien) Flammen werden einer erneuten eingehenden, kritischen Untersuchung unterworfen. Es werden insbesondere diejenigen Bedingungen festgelegt, die als notwendige Voraussetzung für die einwandfreie Messung der Wanderungsgeschwindigkeit der Elektrizitätsträger in Flammen zu betrachten sind.

Es ergibt sich folgendes:

1. Schlüsse auf die Leitfähigkeit bzw. die Konzentration und Wanderungsgeschwindigkeit der Elektrizitätsträger in Flammen aus dem beobachteten Zusammenhang der Stromstärke mit der *Elektrodenspannung*, wie sie bisher meist üblich waren, sind unzutreffend, da sie die typische Verteilung der Potentialwerte über die Flamme nicht berücksichtigen.

1) P. Lenard, Heidelb. Akad. A. 34. S. 10. 1911; vgl. auch A. Becker, Handb. a. a. O., S. 300.

2. Der allein gangbare Weg zu einwandfreien Schlüssen in genannter Richtung besteht in der Zuordnung der Stromwerte zu den im Flammeninnern wirksamen *Feldstärken*, die entweder aus Messungen der Spannungsverteilung mit der Einfachsonde oder unmittelbar aus Messungen der Feldverteilung mit der Doppelsonde zu gewinnen sind.

3. Bei allen Spannungs- bzw. Feldmessungen sind zwei bisher kaum beachtete Hauptfehlerquellen zu berücksichtigen, nämlich die Eigenspannungsdifferenz der Elektroden und die Eigenspannung der Sonden. Es sind dies zwei elektromotorische Wirkungen, die in der Flamme kaum vermeidbar sind und deren Nichtbeachtung eine erhebliche Fälschung der Absolutwerte der zu messenden Größen verursachen kann.

4. Die bisher aus Stromspannungsmessungen gefolgerte „unipolare“ Stromleitung in der Flamme ist tatsächlich nicht vorhanden. Die Abhängigkeit der Stromstärke von der Stromrichtung verschwindet, wenn man die Ströme nicht auf gleiche *Spannung*, sondern, wie es erforderlich ist, auf gleiches *Feld* bezieht.

5. Als hauptsächliche Trägerquelle in der reinen nicht-leuchtenden Flamme ist die Verbrennungszone der blauen Konusse anzusehen. Von dieser Stelle ab nimmt die Trägerkonzentration nach oben mit wachsender Entfernung von der Verbrennungszone ab.

6. Der vielfach in der Literatur unternommene Versuch, Elektronen durch die Kathode hindurch in die Meßflamme zu treiben, gelingt nicht, solange ein Kathodengefälle besteht, da dieses alle eintretenden Elektronen durch Rekombination vernichtet und also vom Flammeninnern fernhält.

Dieser Fall trifft immer dort zu, wo die freie Weglänge der Träger klein ist und zahlreiche Zusammenstöße derselben untereinander erfolgen, wie insbesondere in Gasen von hohem Druck und hoher Temperatur.

Das gleiche Ergebnis hat der Versuch, etwa innerhalb des Kathodengefälles erzeugte Elektronen mit Hilfe der elektrischen Kräfte des Feldes dem Flammenvolum zuzuführen.

7. Diese Feststellung ist grundlegend für die Beurteilung der methodischen Zuverlässigkeit von *Wanderungsgeschwindigkeitsmessungen*:



Allen bisherigen direkten Methoden zur Messung der Elektronengeschwindigkeit in Flammen liegt die Vorstellung zugrunde, daß die Elektronen die im Meßraum ihnen verfügbaren endlichen Wege durchwandern könnten.

Wenn die Beobachtungen im Sinne dieser Vorstellung deutbar zu sein schienen, so beruhte diese Deutung doch auf einem Fehlschluß. Denn die vorstehende Untersuchung zeigt, daß

a) die Leitfähigkeit, wie sie aus *Stromfeld*messungen sich ergibt, nicht verändert wird bei dem Versuch, Elektronen von außen in die Flamme einzutreiben oder auch innerhalb des Kathodengefälles zu erzeugen,

b) die bei solchen Versuchen durch *Stromspannungs*-messungen kenntlich werdenden Veränderungen ausschließlich auf einer Veränderung des Kathodengefälles und damit des gesamten Potentialverlaufs im Flammenvolum beruhen.

8. Es liegt somit noch keine direkte Messung der Wanderungsgeschwindigkeit der negativen Elektrizitätsträger in der Flamme vor, und auch alle aus bisherigen hierhergehörigen Beobachtungen gezogenen Schlüsse auf die Wanderungsgeschwindigkeit (Quadratwurzelgesetze) verlieren daher ihre Bedeutung.

9. Nach den Erfahrungen der vorliegenden Arbeit ist eine einwandfreie direkte Bestimmung der Wanderungsgeschwindigkeit der negativen Träger nur unter solchen Verhältnissen zu erwarten, wo das Kathodengefälle vollständig fehlt und außerdem die Eigenspannungsdifferenz der Elektroden bzw. der Sonden berücksichtigt wird.

10. Der unternommene Versuch, die Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen mit Hilfe der in gewöhnlichen Gasen bewährten Wechselstrommethode festzustellen, hatte zunächst noch ein negatives Ergebnis, da die Forderung völliger Beseitigung des Kathodenfalles praktisch noch nicht ausreichend zu erfüllen und infolgedessen die für diese Methode wesentliche Feldsymmetrie im Meßraum bei Stromumkehr nicht gewährleistet war.

11. Über die Stromleitung in Flammen in ihrer Abhängigkeit von der Elektrodenmitwirkung ist folgendes zu sagen:

Eine Beeinflussung der Leitfähigkeit durch die Elektroden findet dann nicht statt, wenn noch Gefälle an den Elektroden

bestehen. Dabei beschränkt sich die Elektrodenwirkung nur auf eine Änderung des Gefälles. Die Vorgänge an den Elektroden sind nur insoweit von Einfluß auf das Flammeninnere, als sie hier das Feld erhöhen durch Erniedrigung des Kathodenfalles. Der lineare Spannungsverlauf im Flammeninnern bleibt erhalten.

Vorliegende Arbeit wurde auf Anregung und unter Leitung von Hrn. Geheimrat Prof. Dr. P. Lenard und Hrn. Prof. Dr. A. Becker im Physikalisch-Radiologischen Institut der Universität Heidelberg ausgeführt.

Meinen hochverehrten Lehrern möchte ich auch an dieser Stelle für die zahlreichen Ratschläge und die fördernde Anteilnahme meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Heidelberg, Physik.-Radiologisches Institut, August 1931.

(Eingegangen 21. August 1931)

das  
ist,  
Ene  
wer  
antw  
setz  
Sch  
mit  
sätz  
Anl

entz  
der  
der  
sch  
als  
kan  
All  
me  
me

unc  
Ab  
bec  
son  
aff  
gez

**Über das Verhalten elektrischer Wellen  
beim Durchgang durch ionisierte Gase**

**Von Werner Hasselbeck**

(Mit 12 Figuren)

Beim Durchgang einer elektrischen Welle durch ein Gas, das durch eine elektrische Entladung genügend stark ionisiert ist, beobachtet man, daß ein gewisser Teil der eingestrahnten Energie absorbiert wird. Für diesen Absorptionsvorgang werden die in der Entladung befindlichen Ladungsträger verantwortlich gemacht, die unter dem Einfluß der das Gas durchsetzenden Welle neben ihrer ungeordneten Temperaturbewegung Schwingungen ausführen. Die Stöße der Ionen und Elektronen mit den Gasatomen wirken in erster Näherung wie eine zusätzliche Reibung, so daß der Welle nicht nur während des Anlaufvorganges, sondern dauernd Energie entzogen wird.

Neben dieser echten Absorption, bei der die der Welle entzogene Energie zur Steigerung der Temperaturbewegung der Gasatome verwertet wird, ist noch eine diffuse Zerstreuung der Energie zu erwarten. Endlich erhält man durch das Mitschwingen der Elektronen einen Brechungsexponenten kleiner als eins. Bei genügend hohen Dichten der Ladungsträger kann daher die eingestrahlte Welle total reflektiert werden. Alle drei Erscheinungen werden sich bei einer Intensitätsmessung der durchgehenden Strahlung als „Absorption“ bemerkbar machen.

In einer elektrischen Entladung, wo die Zahlen der Ionen und Elektronen von derselben Größenordnung sind, wird die Absorption im wesentlichen durch die beweglicheren Elektronen bedingt sein. Besonders ausgeprägte Absorptionseffekte sind somit in Edelgasen zu erwarten, die durch geringe Elektronenaffinität und große Lebensdauer der freien Elektronen ausgezeichnet sind.

Den ersten Versuch, diese Erscheinungen im Laboratorium zu untersuchen, unternahm Lecher.<sup>1)</sup> Späterhin machte Ives<sup>2)</sup> Absorptionsversuche mit frei ausgestrahlten Wellen, die jedoch bei den geringen von ihm verwendeten Ionendichten keine Absorption ergaben. Erst neuerdings konnte Dänzer<sup>3)</sup> die mit der Anwesenheit freier Ladungsträger verbundene Absorption elektrischer Wellen in ionisierten Gasen einwandfrei feststellen und zu einer Messung der Lebensdauer der in einer Ringstromentladung vorhandenen Elektronen ausnützen. Auf andere mit dieser Frage zusammenhängende Arbeiten kommen wir in § 9 zurück.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war, den Absorptionseffekt, soweit er bei elektrischen Wellen kleiner Wellenlänge (2—6 cm) auftritt, quantitativ in seiner Abhängigkeit von Elektronendichte und eingestrahelter Frequenz zu verfolgen und festzustellen, inwieweit theoretische Vorstellungen die experimentellen Verhältnisse wiedergeben können. Die Versuche wurden wegen der größeren Absorptionseffekte meist in Edelgasen ausgeführt. Die prinzipielle Versuchsanordnung war wie üblich derart getroffen, daß die vom Sender ausgehenden elektrischen Wellen nach dem Durchgang durch ein Absorptionsrohr auf einen Empfänger auftrafen, der ihre Intensität zu messen gestattete.

## I. Versuchsanordnung und Methodisches

### § 1. Der Sender

Zur Erzeugung der bei den Versuchen benutzten gedämpften elektrischen Wellen dienten Oszillatoren aus Platinstiften. Diese Stifte hatten einen Durchmesser von 0,9 bis 1,3 mm; ihre Längen waren der gewünschten Frequenz angepaßt. Nach dem Vorbild von Dänzer<sup>3)</sup> waren die Oszillatoren in kugelig aufgeblasene Bleiglasröhrchen eingeschmolzen. Innerhalb dieser Kugel befand sich die der Energiezufuhr dienende Luftfunkenstrecke. Zur Erreichung einer stabilen Befestigung wurde das am Ende zugeschmolzene Bleiglasrohr

1) E. Lecher, *Phys. Zeitschr.* 4. S. 32. 1903.

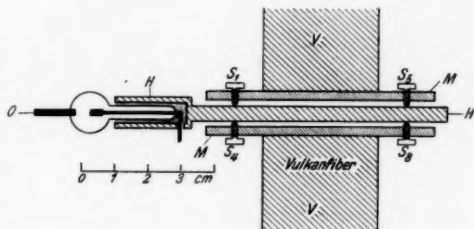
2) J. E. Ives, *Phil. Mag.* 25. S. 702. 1913.

3) H. Dänzer, *Ann. d. Phys.* 2. S. 27. 1929.

in eine mit einem Stiel versehene Messinghülse  $HH$  (vgl. Fig. 1) eingegipst, die seitlich eine Bohrung zur Durchführung des zur Luftfunkenstrecke führenden Drahtes besaß.

Beide Messinghülsen waren in einem massiven Rahmen aus Vulkankfiber eingespannt, der wie bei Möbius<sup>1)</sup> eine Feinregulierung der

Oszillatorenfunkenstrecke ermöglichte. Um kleine Asymmetrien der Anordnung ausgleichen zu können und bei Frequenzänderungen die Justierung der Funkenstrecke rasch und be-



Oszillatorenhälfte mit Justier Vorrichtung

Fig. 1

quem zu ermöglichen, war die eine Oszillatorenhälfte (Fig. 1) mittels 8 Schrauben  $S_1$  bis  $S_8$ , die in das Innere eines Messingzylinders  $M$  hineinragten, festgeklemt. Dieser Messingzylinder war in einer Bohrung des Vulkankfiberrahmens  $V$  durch Schrauben fixiert. Hinter der Oszillatorenfunkenstrecke konnte ein kleiner hohlspiegelartiger Metallreflektor angebracht werden, dessen Abstand von der Funkenstrecke variabel war. Der ganze Sender befand sich in einem mit Petroleum gefüllten Blechtrog, aus dem die Wellen durch ein Glimmerfenster austreten konnten.

Der Sender wurde mit 500 periodischem Wechselstrom, der auf die entsprechende Spannung transformiert wurde, angeregt. In dem Sekundärkreis lagen zur Vermeidung von Störungen zwei Drosselspulen sowie ein Hochohmwidderstand.

## § 2. Empfänger und Optik

Als Empfänger wurden die von Dänzer<sup>2)</sup> entwickelten Bolometerresonatoren benutzt. Bei dieser Anordnung werden zwei diametrale Zweige einer Wheatstoneschen Brücke zu

1) W. Möbius, Ann. d. Phys. 62. S. 296, Fig. 1. 1920.

2) H. Dänzer, a. a. O.

Resonatoren ausgebildet. Die beim Auftreffen der Welle erfolgende Erwärmung bedingt eine Widerstandsänderung, so daß das Gleichgewicht der Brücke gestört wird. Als Bolometerdraht wird Wollastondraht verwendet, dessen Platinseele von  $1,5 \mu$  Durchmesser durch Ätzung mit Salpetersäure freigelegt wird.<sup>1)</sup>

Für eine große Lebensdauer derartiger Empfänger ist es nützlich, nur die tatsächlich bestrahlten Zweige der Brücke aus Wollastondraht herzustellen, zumal die Konstanz des Nullpunktes dadurch nicht wesentlich verschlechtert wird. Wie schon jetzt erwähnt sei, wurden bei der endgültigen Versuchsanordnung, um Schwankungen des Senders eliminieren zu können, zwei derartige Empfänger benutzt. Beide waren als Vakuumbolometer ausgebildet. Als Grundplatte für die mit Silberantennen versehenen Resonatoren diente ein mit Picein überzogenes Fiberbrett. Darüber war eine Glasglocke gekittet, die evakuiert werden konnte. Da die Entfernung der letzten Gasreste eine bedeutende Steigerung der Empfindlichkeit bewirkt, waren die Empfänger während der Messung dauernd mit der Pumpe verbunden. Um die Beweglichkeit dadurch nicht zu beeinträchtigen, bestanden die Verbindungsleitungen zur Pumpe aus biegsamen Metallrohren. Endlich waren zur Vermeidung von Störungen beide Empfänger in Blechkästen eingebaut.

Besonderer Wert wurde auf die Ausbildung eines guten optischen Systems gelegt. Die optische Anordnung, die aus Paraffinlinsen bestand, war vor dem Sender als auch vor den Empfängern einem aplanatischem System nachgebildet (vgl. Fig. 4). Das Linsensystem beim Sender *S* wurde als Immersionssystem ausgebildet, unter Benutzung der Tatsache, daß der Brechungsindex von Paraffin und Petroleum nahezu gleich ist. Als Ausgangsmaterial für sämtliche Linsen wurde vollkommen reines, im Vakuum geschmolzenes Paraffin verwendet.

Mit der beschriebenen Anordnung war es möglich, bei guter Justierung und Verwendung eines aperiodisch gedämpften Galvanometers von einer Empfindlichkeit von  $3 \cdot 10^{-9}$  Amp./mm

1) H. Dänzer, a. a. O. 2. S. 30 ff. 1929.

bei der noch zu beschreibenden ballistischen Anregung des 3 cm-Senders (vgl. § 3) bis zu 15 cm Ausschlag am Empfänger zu erreichen, unter Annahme von 1 m Skalenabstand. Die Entfernung vom Sender bis zum Empfänger betrug etwa 60 cm.

Die Empfindlichkeit der Anordnung konnte durch Verwendung abgestimmter Resonatoren im günstigsten Fall um etwa 50 Proz. gesteigert werden. Zu diesem Zweck wurden die auf der Außenseite des Boimeters angebrachten Antennen der Resonatoren variabel gemacht. In der Regel konnte jedoch, da ausreichend Energie zur Verfügung stand, auf die Anwendung abgestimmter Resonatoren verzichtet werden, doch war es bei Wellenlängenmessungen bisweilen zweckmäßig, derartige Empfänger zu benutzen.

### § 3. Gang der Absorptionsmessungen. Vorversuche

Um von zufälligen Senderschwankungen unabhängig zu sein, wurde der von Lindmann<sup>1)</sup> angegebene Kontrollempfänger bei allen Messungen benutzt. Eine unter  $45^\circ$  in den Strahlengang eingebrachte Glasplatte  $G$  (vgl. Fig. 4) reflektiert einen konstanten Bruchteil der vom Sender  $S$  ausgehenden Strahlung nach dem Kontrollempfänger  $E_2$ . Der Rest trifft nach dem Durchlaufen des Absorptionsrohres  $A$  auf den eigentlichen Hauptempfänger  $E_1$ . Durch Quotientenbildung der erhaltenen Ausschläge lassen sich Senderschwankungen eliminieren, Ein Vergleich mit dem bei abgeschaltetem Absorptionsrohr erhaltenen Quotienten liefert dann unter Vernachlässigung der von der Gasschicht reflektierten Intensität das Absorptionsvermögen  $A$ , aus dem sich unter Annahme des Biot-Lampertschen Absorptionsgesetzes und einer bestimmten Schichtdicke der Absorptionskoeffizient ermitteln läßt.

Um die bei starker Belastung unvermeidliche Abnutzung und damit verbundene Inkonstanz des Oszillators herabzusetzen, wurde der Sender zu jeder Messung durch ein von Dänzer<sup>2)</sup> beschriebenes, magnetisch gesteuertes Pendel, das einen Quecksilberkontakt betätigte, nur etwa 0,1 Sek. erregt.

1) K. F. Lindmann, *Ann. d. Phys.* **38**. S. 530. 1912.

2) H. Dänzer, *Ann. d. Phys.* **2**. S. 33. 1929.



Die durch das Auftreffen der Welle an beiden Empfängern ausgelösten Stromstöße waren zu einer ballistischen Messung ausreichend. Zu einer bequemen Ablesung der beiden Umkehrpunkte der Galvanometer waren die halben Schwingungszeiten mit 4,4 und 6,5 Sek. hinreichend verschieden voneinander gewählt. Die bei einer Meßreihe aus den Galvanometerausschlägen gebildeten Quotienten pflegten bei ausreichender Senderenergie auf 1—1,5 Proz. übereinzustimmen.

Um die Brauchbarkeit der ganzen Anordnung zu überprüfen, wurden zunächst Reflexions- und Absorptionsmessungen an Glasplatten bei wechselnden Einfallswinkeln vorgenommen, die in einwandfreier Weise das zu erwartende Brewstersche Minimum bzw. Maximum ergaben. Weitere Messungen wurden an einem von Dänzer<sup>1)</sup> beschriebenen Entladungsrohr ausgeführt, bei dem eine schlangenförmige Entladungsbahn eine Ebene möglichst homogen erfüllt. Sie wurde mit einem etwas verunreinigten Neon-Heliumgemisch gefüllt, und mit 50 periodischem Wechselstrom betrieben. Die komplizierte Struktur dieses Rohres ließ jedoch wegen deutlich beobachtbaren Interferenzerscheinungen keine exakten Messungen zu, und diese Vorversuche zeigten klar die Notwendigkeit, daß es zur Gewinnung quantitativer Ergebnisse nötig war, eine möglichst homogen ionisierte Gasschicht zu benutzen. Um diese zu erzeugen, wurde bei den folgenden Versuchen eine Entladungsröhre verwendet, in der mittels einer Glühkathode eine Bogenentladung mit großen Stromstärken aufrecht erhalten wurde. Es gelang so, Elektronendichten von der Größenordnung  $10^{10}$  bis  $10^{11}$  pro  $\text{cm}^3$  zu erzeugen, die bequem meßbare Absorptionseffekte ergaben. Die Konstruktion des Rohres ist in § 5 näher beschrieben.

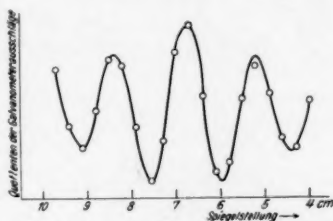
#### § 4. Messung der Wellenlängen

Die Wellenlängen der jeweils benutzen Oszillatoren mußten zu den Untersuchungen, die über die Frequenzabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten vorgenommen wurden, bekannt sein. Sie wurden in der üblichen Weise interferometrisch er-

1) H. Dänzer, a. a. O. 2. S. 35. 1929, Fig. 7.

mittelt, wozu eine Nachbildung des Michelson-Interferometers diente. Die zur Erzeugung der kohärenten Bündel dienende Transmissionsplatte wurde durch chemische Versilberung einer dünnen Glasplatte hergestellt. Allerdings war es nötig, diesen für elektrische Wellen halbdurchlässigen Spiegel oberflächlich durch eine Lackschicht vor äußeren Einflüssen zu schützen.

Mit dem genannten Interferometer wurden glatte Interferenzkurven, von denen eine Fig. 2 wiedergibt, nur dann erhalten, wenn Empfänger und Sender in Resonanz waren. Im anderen Fall ergaben sich Kurven, die eine Überlagerung der Empfänger- und Sender-eigenwelle bzw. deren Oberwellen darstellen. Bei längeren Wellen machte sich der von Ives<sup>1)</sup> angegebene Umstand bemerkbar, daß die von einem Oszillator ausgestrahlte Welle wesentlich durch einen hinter der Oszillatorenfunkenstrecke angebrachten Reflektor zu beeinflussen ist. Daher wurde ein solcher bei allen Messungen, bei denen es auf eine reproduzierbare Frequenz ankam, vermieden, ohne jedoch ganz verhindern zu können, daß die Wände des den Sender umgebenden Blechtröges einen Einfluß behielten, wie aus einem Vergleich der in Tab. 1 angegebenen Wellenlängen mit



Interferenzkurve  
zur Bestimmung der Wellenlänge

Fig. 2

Tabelle 1

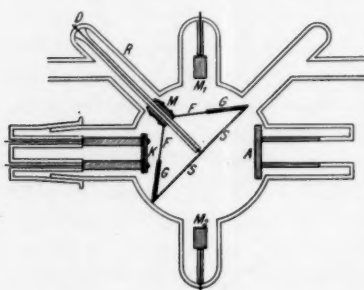
Sender Nr.	Wellenlänge in cm	Kreis- frequenz $\omega$	Stiftlänge in cm
4	2,13	$8,85 \cdot 10^{10}$	0,4
1	2,83	6,66	0,6
5	3,13	6,02	1,0
6	4,03	4,67	1,4
3	5,20	3,62	2,0
7	5,83	3,23	3,0
8	6,45	2,92	4,0

1) J. E. Ives, Phys. Rev. 30. S. 199. 1910; 31. S. 185. 1910.

der Länge der Oszillatoren hervorgeht. Für das Experiment wurde stets die tatsächlich vom ganzen System emittierte Wellenlänge zugrunde gelegt.

### § 5. Die Erzeugung der ionisierten Gase

Das bei den Messungen verwendete Absorptionsrohr wurde in seiner endgültigen Ausführung von der Firma C. H. F. Müller in Hamburg bezogen.<sup>1)</sup> Mittels einer Glühkathode wurde, wie schon oben erwähnt, eine Bogenentladung mit Stromstärken bis etwa 6 Amp. erzeugt. Die Röhre selbst bestand, wie dies Fig. 3 zeigt, aus einer Glaskugel von 20 cm Durchmesser. Die Glühkathode *K* bildete ein auswechselbares Platinblech



Schema des Absorptionsrohrs

Fig. 3

(2,3 cm und einer Dicke von  $5\ \mu$ ). Es wurde durch aufgetragene Ba-Sr-Carbonate zur Oxydkathode ausgebildet. Der Heizstrom betrug etwa 20 Amp. Die Anode *A* war mit einer Siedekühlung ausgerüstet. Die Elektroden *M*<sub>1</sub> und *M*<sub>2</sub> bestanden aus Magnesium und konnten durch eine in vertikaler Richtung verlaufende Hilfsentladung, die durch hochgespannten Wechselstrom erzeugt wurde, zerstäubt werden. Sie dienten einer letzten Reinigung der Edelgase im Absorptionsrohr selbst. Diese Reinigung war wegen der großen Abhängigkeit der Absorption von Verunreinigungen erforderlich. *S* stellt einen durch das ganze Innere der Röhre verlaufenden Platindraht dar, der zur bequemeren Darstellung durch eine Drehung um  $90^\circ$  um den Zuführungsdraht *D* in die Papierebene gebracht worden ist. Er diente als Sonde bei den später zu besprechenden Messungen der Elektronendichten und Elektronentemperaturen. *S* ist der eigentliche Sondendraht

1) Der Firma C. H. F. Müller sei auch an dieser Stelle für weitgehendes Entgegenkommen gedankt.

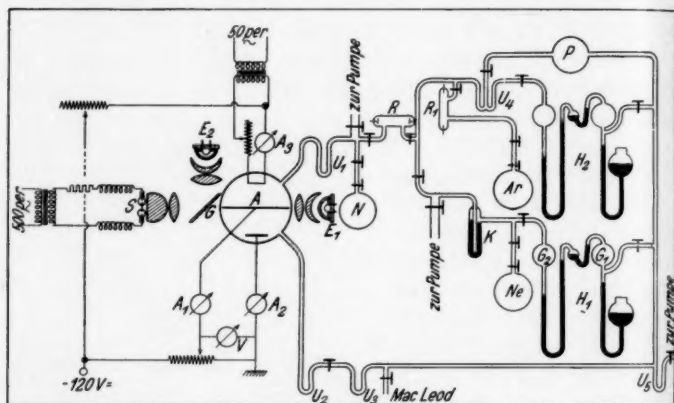
von etwa 19 cm Länge und 0,1 mm Durchmesser. Er wird von den Glasstäben  $GG$  und zwei Blattfedern  $FF$  getragen.  $M$  ist ein geschlitzter Messingzylinder, der auf das den Zuführungsdraht  $D$  umgebende Glasrohr aufgeschoben ist und die ganze Anordnung trägt. Diese Konstruktion bot den Vorteil, den Sondendraht, der aus theoretischen Gründen nicht stärker gewählt werden durfte, dauernd zu spannen, und gestattete außerdem eine bequeme Montage, indem man das ganze System zusammenklappen und durch das Rohr  $R$  in die Kugel einführen konnte.

Die Betriebsspannung der Entladungsröhre war vom Druck, der Stromstärke und der Art des Füllgases abhängig. Für Argon betrug sie 14–25 Volt, für Neon–Heliumgemisch 20–40 Volt und für Stickstoff etwa 60 Volt. Die Stromstärke konnte durch Widerstände zwischen 0,5 und 6 Amp. variiert werden.

Die Versuchsanordnung war so zu treffen, daß das Absorptionsrohr mit reinen Gasen ( $Ar$ ,  $Ne$ – $He$ ,  $N_2$ ) gefüllt werden konnte, wobei die Möglichkeit einer einfachen Druckeinstellung zu fordern war. Das bei Druckänderungen überschüssige Gas sollte zurückgewonnen werden.

Zur Erläuterung diene Fig. 4. Die dort dargestellte Glasapparatur konnte mit einer Diffusionsstufenpumpe und einer Kapselvorpumpe evakuiert werden. Das dem Kolben  $Ne$  entnommene Neon–Heliumgemisch durchlief zur ersten Reinigung ein mit Aktivkohle gefülltes Rohr  $K$ , das in flüssige Luft tauchte, und trat in das Reinigungsrohr  $R$ , wo die letzten Reste unedler Gase mit zerstäubendem Magnesium gebunden wurden. Nachdem es dann nochmals zum Ausfrieren der letzten Quecksilberreste eine in flüssige Luft tauchende Gasfalle  $U_1$  passiert hatte, gelangte es in das Absorptionsrohr  $A$ . Die Gasfalle  $U_3$  sollte das von MacLeod stammende Quecksilber zurückhalten. Die unmittelbar am Absorptionsrohr befindlichen Ausfrieretaschen  $U_1 U_2$  wurden erst kurz vor der Füllung des Rohres  $A$  gekühlt, dann aber, solange das reine Edelgas in der Röhre war, dauernd unter flüssiger Luft gehalten, um auch den geringsten Spuren von Fettdämpfen, die von den Hähnen stammten, den Zutritt zur Röhre unmöglich zu machen. Mittels der Handpumpe  $H_1$  konnte nach der Mes-

sung oder bei Druckänderungen das reine Gas zurückgewonnen werden. Bei dem großen Volumen des Absorptionsrohres diente zum rascheren Arbeiten eine in die Apparatur eingebaute Vollmerquecksilberdampfstrahlpumpe  $P$ . Sie evakuierte über das Rohr  $R$ , das Hauptvolumen  $A$  und drückte das Gas in das



### Schema der Versuchsanordnung

Fig. 4

Gefäß  $G_1$  der Handpumpe  $H_1$  von wo aus es durch zeitweiliges Heben des Quecksilbergefäßes in den Vorratskolben  $G_2$  befördert wurde. Damit keine Quecksilberdämpfe von  $P$  aus in die Apparatur gelangen konnten, war auch hier wieder das in flüssige Luft tauchende Rohr  $U$  eingeschaltet.

Genau den analogen Kreislauf konnte das dem Vorratskolben  $A$  entnommene Argon ausführen, lediglich unter Auslassung des Rohres  $K$ , an dessen Stelle das Reinigungsrohr  $R_1$  trat. Die Anwendung der Quecksilberdampfstrahlpumpe  $P$  gab ferner die Möglichkeit das Gas längs des Weges  $A, R, U, P, U, A$  zirkulieren zu lassen, wobei eine dauernde Reinigung im Rohr  $R$  erfolgte. Von dieser Zirkulation wurde aber nur selten Gebrauch gemacht, da eine letzte Reinigung des Gases im Absorptionsrohr möglich war.

Sollte Stickstoff bei den Versuchen benutzt werden, so konnte dieser aus dem Kolben *N* entnommen werden. Er wurde

aus Natriumazid<sup>1)</sup> erzeugt, das im elektrischen Ofen auf seine Zerfallstemperatur von 320° gebracht wurde.

§ 6. Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur durch Sondenmessungen

Die bei den folgenden Versuchen erhaltenen Ergebnisse machten die Möglichkeit exakter Aussagen über die im Absorptionsrohr befindlichen Ladungsträger notwendig. Daher wurde die in § 5 beschriebene Sonde nach dem Vorbild von Langmuir<sup>2)</sup> zur Aufnahme einer Stromspannungscharakteristik benutzt. Auf diese Weise ist es möglich, neben dem für das folgende unwesentlichen Raumpotential, die Geschwindigkeit und Dichte der Träger zu ermitteln.

Wird eine Zylindersonde, die durch einen Draht mit genügend kleinem Durchmesser dargestellt wird, in einen homogen ionisierten Raumteil gebracht, so wird sie, falls sie genügend stark negativ gegen ihre Umgebung aufgeladen ist, nur positive Träger aufnehmen. Nähert sich ihr Potential von negativen Werten kommend dem der Umgebung, dann werden allmählich die schnellsten in der Entladung befindlichen Elektronen gegen das Feld anlaufen können. Sie werden zunächst eine Schwächung des Ionenstromes verursachen, dann eine Umkehr der Stromrichtung und ein rasches Anwachsen des Sondenstromes bedingen. Sobald jedoch die Sonde positiv gegen den umgebenden Raum wird, werden die Elektronen, die bis dahin ein Gegenfeld überwinden mußten, angezogen. Die Sondencharakteristik zerfällt daher in drei Teile: einen ersten in dem nur positive Ionen aufgenommen werden, einen zweiten, in dem beide Trägerarten auf die Sonde gelangen und endlich in einen Ast, in dem nur Elektronen die Sonde erreichen, falls man die positiven Ionen, die nur schwer ein Gegenfeld überwinden, vernachlässigt.

Die Überlegungen von Langmuir und Mott-Smith zeigen nun, daß man unter gewissen Voraussetzungen den von der Sonde aufgenommenen Strom als Funktion der Spannung  $V$  gegen den umgebenden Raum theoretisch erfassen kann. Der

1) Vgl. E. Tiede, Chem. Ber. 49. S. 17, 42. 1916.

2) I. Langmuir, Gen. El. Rev. 27. S. 616. 1924; I. Langmuir u. Mott-Smith, Phys. Rev. 28. S. 727. 1926.

erwähnte erste und dritte Teil der Charakteristik müssen vollkommen analoges Verhalten zeigen, weil dort nur Träger eines Zeichens aufgenommen werden. In beiden Fällen kann man den auf eine „dünne“ Zylindersonde treffenden Trägerstrom durch eine Proportionalität mit  $V^{1/2}$  annähern, so daß sich eine Gerade ergibt, wenn man das Quadrat des Trägerstromes gegen  $V$  aufträgt.

Ist die Sonde jedoch wie im zweiten Teil der Charakteristik schwach negativ gegen ihre Umgebung geladen, dann ergibt sich, daß der von der Sonde aufgenommene Elektronenstrom durch

$$i = A \cdot e^{\alpha V}$$

darstellbar ist, wo  $A$  und  $\alpha$  Konstanten bedeuten. Trägt man also  $\ln i$  gegen  $V$  auf, so entsteht auch jetzt wieder eine Gerade. Aus den Steilheiten und den Schnittpunkten mit der Abszissenachse der drei erhaltenen Geraden lassen sich folgende wichtige Daten entnehmen:

1. Aus dem  $i^2 V$ -Diagramm des positiven Ionenstromes: die Dichte der positiven Träger sowie ihre Temperatur,
2. aus dem  $\ln i V$ -Diagramm des Elektronenstromes: die Temperatur der negativen Träger,
3. aus dem  $i^2 V$ -Diagramm des Elektronenstromes: die Dichte der negativen Ladungsträger und das Raumpotential.

Auf die Theorie und die Durchführung der Sondenmessung näher einzugehen, verbietet der Mangel an Raum. Es sei diesbezüglich auf die zitierten Originalarbeiten oder auf die Darstellungen in den Handbüchern der Physik verwiesen.

Man muß beachten, daß bei kleinen Gasdichten die von Morse und Uyterhoeven<sup>1)</sup> beschriebenen Abweichungen auftreten, daß der positive Ionenstrom bedeutend größer ist, als theoretisch zu erwarten. Dies äußert sich in einer größeren Steilheit der für den Ionenstrom erhaltenen Geraden im  $i^2 V$ -Diagramm und einem gänzlich unmöglichen Schnitt mit der  $V$ -Achse. Diese Abweichungen wurden von Morse und Uyterhoeven in der Hauptsache als eine Photoionisation metastabiler Atome innerhalb der Raumladungsschicht um die Sonde gedeutet. In solchen Fällen mußte auf eine Berechnung der

1) P. M. Morse u. W. Uyterhoeven, *Phys. Rev.* **31**. S. 827. 1928.



kleinsten Elektronenströme, wie sie sich aus dem extrapolierten positiven Ionen- und aus dem gesamten Sondenstrom ergeben, verzichtet werden und die Temperatur der Elektronen lediglich aus den Strömen ermittelt werden, bei denen die Korrektur durch den Ionenstrom vernachlässigt werden konnte.

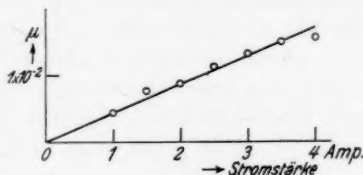
Bei den Untersuchungen interessierte weniger die Elektronendichte, die sich in der Umgebung eines bestimmten Raumpunktes befand, als die mittlere Dichte, die die Welle bei ihrem Weg durch das Gas vorfand. Daher wurde als Sonde ein langer Draht gewählt, der quer durch das ganze Absorptionsrohr genau in der Richtung gespannt war, in der die Welle den Kolben durchsetzte.

## II. Versuchsergebnisse

### § 7. Absorptionskoeffizient als Funktion der Elektronendichte

Die ersten orientierenden Versuche, die in Stickstoff vorgenommen wurden, ergaben, daß sich bei niederem Gasdruck der Absorptionskoeffizient als lineare Funktion der Stromstärke darstellen läßt (vgl. Fig. 5).

Dieses Ergebnis wurde dahin gedeutet, daß eine strenge Proportionalität zwischen Absorptionskoeffizient und Elektronendichte besteht. Neben den



Absorptionskoeffizient als Funktion  
der Stromstärke in  $N_2$   
( $p = 0,064$  mm Hg)

Fig. 5

Absorptionsmessungen wurden daher die vorstehend beschriebenen Sondenmessungen durchgeführt, um die jeweilige

mittlere Elektronendichte, die die Welle auf ihrem Weg durch das Gas passieren mußte, zu ermitteln. Während der Messung mußte der Gasinhalt in bezug auf Druck und Reinheit unverändert bleiben. Bei allen Versuchen wurde von großen Stromstärken ausgehend gemessen, um eine nachträgliche Gasabgabe der in der Röhre befindlichen Metallteile zu umgehen.

Trotz dieser Maßnahme gelang es in Argon wegen der großen Empfindlichkeit dieses Gases auf Verunreinigungen nur schwer, einwandfreie Resultate zu erhalten. Günstiger für

Tabelle 2

Strom	Absorptionskoeffizient	Elektronendichte	Elektronentemperatur in Volt
0,5	0,0064	$1,77 \cdot 10^{10}$	—
1,0	0,0143	3,52	2,8
1,5	0,0214	4,76	3,1
2,0	0,0271	6,26	3,1
2,5	0,0338	8,14	3,3
3,0	0,0411	10,5	3,7
3,5	0,0479	11,6	3,8

diese Zwecke erwies sich ein Neon-Heliumgemisch; hier gelang bei Drucken, die  $\frac{1}{10}$  mm nicht wesentlich überschreiten, der

Nachweis einer exakten Proportionalität zwischen der Elektronendichte und dem Absorptionskoeffizienten (Fig. 6 und Tab. 2).

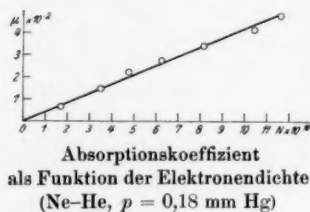


Fig. 6

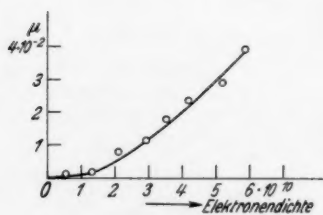


Fig. 7

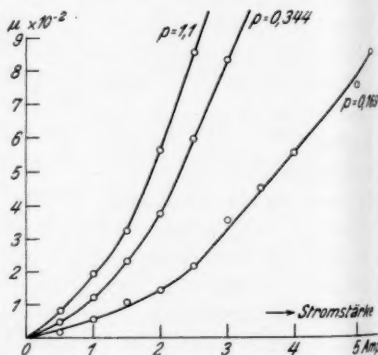


Fig. 8

Bei höheren Drucken besteht diese Proportionalität nicht mehr, sondern die Kurve biegt nach oben ab, wie dies aus Fig. 7 ersichtlich ist. Dieses Ergebnis konnte auch dann noch bestätigt werden, wenn durch zwei Blenden, die vor und hinter der Entladungsröhre standen, ein „Strahl“ ausgeblendet wurde.

Auf diese Weise wurde sichergestellt, daß die auf den Empfänger auftreffende Strahlung die Entladung genau zentral passiert hatte.

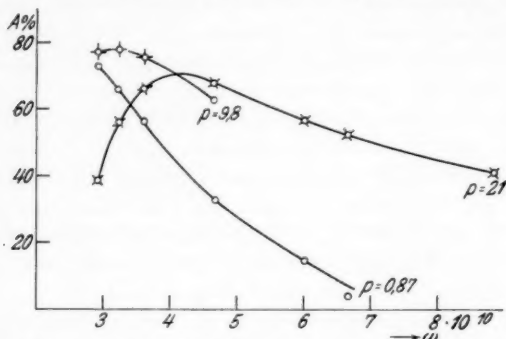
Die Abweichung von der Proportionalität ist somit sicher nicht durch geometrische Veränderungen der Entladung vorgetauscht worden. Auch in anderen Gasen ist diese Erscheinung nachweisbar. Fig. 8 zeigt eine solche nicht lineare Abhängigkeit zwischen dem Absorptionskoeffizienten und der Elektronendichte in Argon bei verschiedenen Drucken. Entsprechende Kurven konnten in Stickstoff aufgenommen werden. Überhaupt spielt das bei den Versuchen benutzte Gas scheinbar nur insoweit eine Rolle, als es die in der Entladung sich einstellende Elektronendichte beeinflußt. Bei allen beschriebenen Versuchen war die Wellenlänge konstant und betrug etwa 3 cm.

Die Sondenmessungen sind in diesem Fall nur unter einem Vorbehalt ausführbar. Die Voraussetzung der Theorie, daß die freie Weglänge der Elektronen groß gegen den Durchmesser der Raumladeschicht ist, ist nicht mehr erfüllt. Jedoch macht die Tatsache, daß im Experiment die theoretisch geforderten Kurventypen auftreten, sowie die Untersuchungen von Langmuir die Arbeitshypothese wahrscheinlich, daß auch hier die Sondenmethode brauchbare Resultate ergibt. Für diese Annahme spricht weiter, daß die bei niederen Drucken bestehende Proportionalität zwischen Stromstärke und Elektronendichte auch bei den Messungen mit höherem Druck erhalten bleibt.

#### § 8. Abhängigkeit der Absorption von der eingestrahlten Frequenz

Von besonderer Wichtigkeit ist die Untersuchung der Frage nach dem Zusammenhang der Absorption mit der eingestrahlten Frequenz. Wie später gezeigt wird, gestattet diese Abhängigkeit eine Nachprüfung der theoretischen Vorstellungen, ohne irgendwelche dem Problem an sich fremden Hilfsmittel, insbesondere ohne Sondenmessungen. Sämtliche diesbezüglichen Messungen wurden in einem Neon-Heliumgemisch ausgeführt. Die Stromstärke im Entladungsrohr betrug in der Regel zwei Ampere. Auch hier mußte besonders auf gute Konstanz der Entladung geachtet werden, wozu als schärfstes Kriterium Sondenmessungen dienten, die am Anfang und Ende einer

Meßreihe ausgeführt wurden. Sie mußten übereinstimmen, wenn die Messung nicht als unbrauchbar verworfen werden sollte.



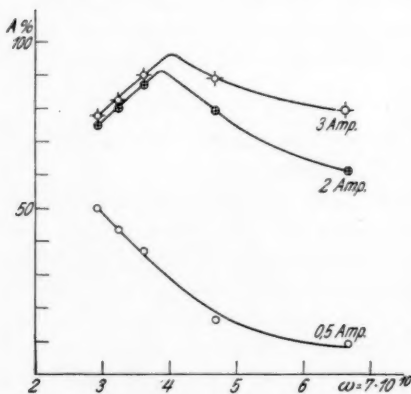
Absorptionsvermögen als Funktion der eingestrahnten Frequenz  
(Ne-He, Stromstärke 2 Amp.)

Fig. 9

Die experimentellen Ergebnisse sind für hohe und niedere Drücke wieder wesentlich voneinander verschieden. Fig. 9 zeigt das Absorptionsvermögen als Funktion der eingestrahnten

Frequenz bei verschiedenen Drücken.

Zunächst ergibt sich bei 0,87 mm Hg eine starke Abhängigkeit der Absorption von der Frequenz in dem Sinn, daß sie für längere Wellen ansteigt. Bei einem Druck von 9,8 mm zeigen sich die ersten Andeutungen eines Maximums, das dann schließlich bei dem höchsten anwendbaren Druck von etwa 21 mm ganz in den zur Ver-



Absorptionsvermögen als Funktion  
der eingestrahnten Frequenz  
(Ne-He,  $p = 15$  mm Hg)

Fig. 10

fügung stehenden Frequenzbereich hereingewandert ist. Die letztgenannte Kurve wurde wieder mit Blenden vor und hinter der Entladungsröhre erhalten. Damit ist ausgeschlossen, daß die wieder abnehmende Absorption dadurch vorgetäuscht werden kann, daß die längeren Wellen durch stärkere Beugung mehr und mehr die weniger stark ionisierten äußeren Teile der Entladung passieren.

Weiterhin läßt sich bei konstantem Gasdruck eine Verschiebung des erwähnten Absorptionsmaximums durch Variation der Elektronendichte erreichen, wie dies in Fig. 10 dargestellt ist. Diese Verschiebung des Maximums erfolgt in dem Sinn, daß es für höhere Elektronendichten nach kürzeren Wellenlängen verlagert wird. Auf die Bedeutung dieser Erscheinung kommen wir in § 10 zurück.

### III. Theoretische Betrachtungen

#### § 9. Übersicht über bisher erschienene Arbeiten<sup>1)</sup>

Überlegungen, die sich eine rechnerische Erfassung der Vorgänge, die beim Durchgang einer elektrischen Welle durch ein ionisiertes Gas auftreten, zum Ziel gesetzt haben, gehen bis auf das Jahr 1912 zurück. Eccles<sup>2)</sup> veröffentlichte zunächst eine Untersuchung, bei der die Wirkung der Stöße der Ladungsträger mit den Gasatomen durch eine konstant wirkende, der Geschwindigkeit proportionale Reibungskraft ersetzt wurde. Die Bewegungsgleichung eines Ions lautet dann, wenn die Feldstärke der einfallenden Welle durch

$$E = E_0 e^{i\omega t}$$

gegeben ist

$$m \ddot{x} + f \dot{x} = e E_0 e^{i\omega t}.$$

Er ermittelt hieraus eine bestimmte Dielektrizitätskonstante  $d$  und eine Leitfähigkeit  $\sigma$  der ionisierten Schicht. Diesen beiden Größen entspricht nach der Theorie der Halbleiter ein bestimmter Brechungs- und Extinktionskoeffizient. Später

1) Eine ähnliche Zusammenstellung der älteren Arbeiten findet sich bei L. Bergmann u. W. Düring, Ann. d. Phys. **1**. S. 1041. 1929.

2) W. H. Eccles, Proc. Roy. Soc. **87**. S. 79. 1912 und Jahrb. d. drahtl. Telegraphie **8**. S. 253. 1914.

haben dann Salpeter<sup>1)</sup> und Dänzer<sup>2)</sup> diese Resultate durch gaskinetische Betrachtungen verfeinert. Sie haben gezeigt, daß die durch die Stöße der Elektronen mit den Atomen (Stoßzeit  $\tau$ ) bedingte Reibungskraft

$$f\dot{x} = \frac{m}{\tau} \dot{x}$$

zu setzen ist. Dann ergibt sich für das ionisierte Gas eine DEK

$$(1) \quad d = 1 - \frac{4\pi N \epsilon^2}{m(\omega^2 + Z^2)}$$

und eine Leitfähigkeit

$$\sigma = \frac{N \epsilon^2}{m} \cdot \frac{Z}{\omega^2 + Z^2}.$$

Darin bedeuten  $N$  die Anzahl der Elektronen in der Volumeneinheit,  $\epsilon$ ,  $m$  bzw. Ladung und Masse der Elektronen,  $Z = 1/\tau$  deren Stoßzahl in der Zeiteinheit und endlich  $\omega$  die Kreisfrequenz der einfallenden Welle. Nach der Theorie der Halbleiter entspricht diesen Konstanten ein Extinktionskoeffizient, der sich nach Dänzer aus

$$(1) \quad \kappa^2 = \frac{1}{2(1 + \omega^2 \tau^2)} \{ \sqrt{(1 + \omega^2 \tau^2(1 - \delta))^2 + \omega^2 \tau^2 \delta^2} - (1 + \omega^2 \tau^2(1 - \delta)) \}$$

ermitteln läßt, wobei

$$\delta = \frac{4\pi N \epsilon^2}{m \omega^2}.$$

Spezialfälle dieser Untersuchungen wurden daneben von Larmor<sup>3)</sup> und Lassen<sup>4)</sup> behandelt, von denen der erstere vollkommen freie Elektronen voraussetzt, also sehr verdünnte Gase betrachtet, während der letztere sich auf Frequenzen der drahtlosen Telegraphie beschränkt. Endlich ist eine Arbeit von Elias<sup>5)</sup> zu erwähnen.

1) J. Salpeter, *Jahrb. d. drahtl. Telegraphie* 8. S. 247. 1914 und *Phys. Ztschr.* 14. S. 20. 1913.

2) H. Dänzer, a. a. O.

3) I. Larmor, *Phil. Mag.* 48. S. 1025. 1924.

4) H. Lassen, *Jahrb. d. drahtl. Telegraphie* 28. S. 109 u. 139. 1926.

5) I. Elias, *Jahrb. d. drahtl. Telegraphie* 27. S. 66. 1926; vgl. hierzu H. Benndorf u. A. Székely, *Ztschr. f. Hochfrequenztechnik* 31. S. 43. 1928.

Die bisherigen *experimentellen* Untersuchungen, die eine Nachprüfung dieser theoretischen Vorstellungen zum Ziel hatten, benutzten alle (soweit sie dem Verfasser bekannt sind) die übliche Drudesche Anordnung<sup>1)</sup> zur Bestimmung der DEK und Leitfähigkeit. Dabei befindet sich am Ende eines Lecher'schen Drahtsystems ein kleiner Versuchskondensator. Das zwischen seinen Platten befindliche Gas wird durch eine Hilfsentladung ionisiert. Auf diese Art wies van der Pol<sup>2)</sup> zum erstenmal qualitativ, die nach Gl. (1) theoretisch geforderte Verkleinerung der DEK für kleine Stromstärken nach. Messungen von Gutton und Clément<sup>3)</sup> bestätigen diese Verkleinerung der DEK, doch finden sie für große Stromdichten ein der Theorie widersprechendes Anwachsen. Sie nehmen zur Erklärung dieser Erscheinung eine elastische Bindung der Elektronen im Gas an. Unter Annahme einer elastischen Kraft ergibt sich damit die Bewegungsgleichung eines Elektrons

$$m \ddot{x} + f \dot{x} + \varphi x = \varepsilon \cdot E_0 e^{i\omega t},$$

was einer DEK

$$(2) \quad d = 1 + 4 \pi N \varepsilon^2 \cdot \frac{\varphi - m \omega^2}{(\varphi - m \omega^2)^2 + f^2 \omega^2}$$

und einer Leitfähigkeit

$$\sigma = \frac{N \varepsilon^2 f \cdot \omega^2}{(\varphi - m \omega^2)^2 + f^2 \omega^2}$$

entspricht. Solange  $\varphi > m \omega^2$  ist, daher  $d > 1$ . Dieser Auffassung wurde von Rybner<sup>4)</sup> und Pedersen<sup>5)</sup> widersprochen. Außerdem gelang Appleton und Childs<sup>6)</sup> der Nachweis, daß die Vergrößerung der DEK. durch Bildung positiver Raumladungsschichten an den Kondensatorplatten vorgetäuscht werden kann, so daß aus den älteren Versuchen von Gutton und Clément nicht eindeutig auf eine elastische Bindung der negativen Ladungsträger geschlossen werden kann.

1) P. Drude, *Ann. d. Phys.* **61**. S. 466. 1897.

2) P. van der Pol, *Diss. Utrecht* 1926.

3) M. H. Gutton u. J. Clément, *L'onde électrique* **61**. S. 137. 1927.

4) J. Rybner, *L'onde électrique* **7**. S. 428. 1928.

5) J. O. Pedersen, *Danmarks naturvidenskabelige Samfund* **15a**. S. 94. 1927.

6) E. C. Childs, *Phil. Mag.* **10**. S. 969. 1930.



Von ganz anderer Seite her gelangten aber Tonks und Langmuir<sup>1)</sup> zum Nachweis einer die Elektronen an ihre Gleichgewichtslage bindenden Kraft. Sie konnten in einem Hg-Bogen, der mittels einer Glühkathode aufrecht erhalten wurde, Schwingungen mit einer Frequenz von etwa  $10^9 \text{ sec}^{-1}$  nachweisen, die von ihnen als Elektronenschwingungen gedeutet werden.

Befinden sich in einem homogen ionisierten Raum  $N$  positive und negative Ladungsträger in der Volumeneinheit, dann stellt dieser Raum ein schwingungsfähiges Gebilde dar, dessen Eigenfrequenz sich nach den bekannten Methoden der Dispersionstheorie errechnen läßt. Im besonderen liefert eine planparallele Begrenzung des Raumes eine durch die Verschiebung  $\xi$  der negativen Ladungsträger bedingte „innere Feldstärke“ der Größe

$$E = 4 \pi N e \cdot \xi.$$

Diese Feldstärke wirkt wie eine elastische Bindung der negativen Ladungsträger und verursacht eine harmonische Schwingung mit der Eigenfrequenz

$$(3) \quad \nu = \sqrt{\frac{N e^2}{\pi \cdot m}} = 8980 \sqrt{N}.$$

Ist der ionisierte Raum kugelförmig begrenzt, dann läßt sich die „innere Feldstärke“ durch

$$E = \frac{4 \pi}{3} \cdot N \cdot e \xi$$

darstellen.

Liegt jedoch wie bei den vorliegenden Experimenten, eine inhomogene Ionisierung vor, dann kann man jedem Volumenelement eine Eigenfrequenz zuordnen. Es ist zu erwarten, daß bei Absorptionsversuchen, eine Verwischung des selektiven Absorptionsmaximums, das auf Grund der elastischen Bindung auftreten muß nachweisbar ist, da alsdann  $N$  und damit  $\nu$  Funktion des Ortes wird. Die Frequenz mit maximaler Absorption wird der in der Entladung vorherrschenden Elektronendichte, die sich etwa im zentralen Teil des Rohres vorfindet, entsprechen.

1) L. Tonks u. I. Langmuir, *Phys. Rev.* **33**. S. 195. 1929;  
L. Tonks, *Phys. Rev.* **37**. S. 1458. 1931.

Unabhängig von Tonks und Langmuir bestätigen auch neuere Messungen von M. H. Gutton<sup>1)</sup> und C. Gutton<sup>2)</sup> die Annahme gebundener Elektronen. Besonders bemerkenswert sind dabei die Untersuchungen von M. H. Gutton, dem es unter anderem gelang, bei konstant gehaltener Frequenz für wachsende Elektronendichten eine selektive Absorption nachzuweisen, wie es Gl. (3) fordert. Die dabei benutzten Elektronendichten waren etwa  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ , die Wellenlängen lagen im Bereich von 132—483 cm und der Gasdruck betrug 0,0004 mm. Ein Vergleich der aus Gl. (3) berechneten kritischen Dichte mit der experimentell gefundenen zeigt, daß die letztere etwa um den Faktor 2 größer ist als theoretisch zu erwarten.

Trotzdem also durch diese letzten Ergebnisse die Existenz einer elastischen Bindung sichergestellt ist, gelangten Bergmann und Düring<sup>3)</sup> und Székely<sup>4)</sup> zu einer Bestätigung der theoretischen Vorstellungen, die ohne elastische Bindungen rechnen. Eine Überschlagsrechnung mit Gl. (3) unter Benutzung der in den Arbeiten angegebenen Daten zeigt, daß in beiden Fällen die selektive Absorption, die auf Grund der elastischen Bindung nach Tonks und Langmuir zu erwarten ist, außerhalb des untersuchten Frequenzbereiches liegt. Daraus läßt sich zusammen mit den in § 10 durchgeführten Überlegungen die Gültigkeit der Salpeterschen Formeln verstehen, wenn wie bei Bergmann und Düring Frequenzen, die kleiner als die Eigenfrequenz sind, untersucht werden.

#### § 10. Anwendung der Theorie auf die vorliegenden Experimente

Zunächst sei ein Vergleich der experimentellen Untersuchungen mit der Theorie, die ohne elastische Bindung der Elektronen rechnet, durchgeführt. Für die Anwendungsmöglichkeit der in § 9 erwähnten Gl. (1') ist zu fordern, daß keine Reflexionen an der Gasschicht eintreten. Entsprechende Versuche haben gezeigt, daß eine solche meßbar nur bei den höchsten Stromstärken (5—6 Amp.) im Entladungsrohr auf-

1) M. H. Gutton, *Annales de phys.* **13**. S. 62. 1930.

2) C. Gutton, *Annales de phys.* **14**. S. 5. 1930.

3) L. Bergmann u. W. Düring, *a. a. O.*

4) A. Székely, *Ann. d. Phys.* **3**. S. 112. 1929.

traten. So hohe Stromstärken wurden aber bei allen Messungen möglichst vermieden.

Wir betrachten zunächst die Ergebnisse der Frequenzabhängigkeit. Bei konstant gehaltener Entladung sind die in Gl. (1') eingehenden Größen  $N$  und  $\tau$  konstant. Zwei Absorptionsmessungen bei verschiedenen Frequenzen liefern somit 2 Gleichungen

$$f(\omega_1 \mu_1 N \tau) = 0$$

$$f(\omega_2 \mu_2 N \tau) = 0$$

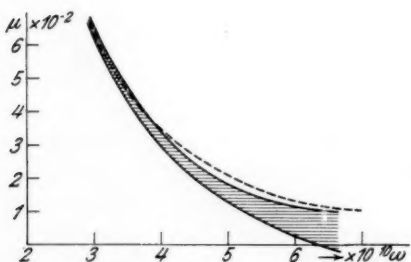
aus denen sich, da die Größen  $\mu_1 \mu_2$ ,  $\omega_1 \omega_2$  experimentell bekannt sind,  $N$  und  $\tau$  ergeben. Unter der Voraussetzung strenger Gültigkeit der Theorie wäre also eine Aussage über die mittlere Elektronendichte ohne Sondenmessung möglich.

Berechnet man derart für 2 Meßpunkte der in Fig. 9 dargestellten Frequenzabhängigkeit  $\tau$  und  $N$ , so ergibt sich für  $p = 0,87$  mm aus (die Zählung beginnt links oben)

$$\text{Punkt 1 und 2} \quad N = 1,04 \cdot 10^{11} \quad \tau = 1,0 \cdot 10^{-10}$$

$$\text{Punkt 2 und 3} \quad N = 1,36 \cdot 10^{11} \quad \tau = 1,3 \cdot 10^{-10}.$$

Zum Vergleich sei bemerkt, daß die Sondenmessung eine Elektronendichte  $N = 0,35 \cdot 10^{11}$  lieferte. Setzt man die ersten



Vergleich zwischen Theorie und Experiment  
Frequenzabhängigkeit

Fig. 11

der Werte in Gl. (1') ein und stellt dann  $\mu$  als Funktion von  $\omega$  dar, dann ergibt sich der in Fig. 11 dargestellte gestrichelte Verlauf. Zum Vergleich wurde noch einmal die experimentell gefundene Kurve mit dem durch das Experiment bedingten Fehlerbereich eingezeichnet. Bei der Beurteilung ist zu be-

achten, daß sich beim Übergang zu kürzeren Wellen die Abnahme der vom Sender ausgestrahlten Energie bemerkbar macht, so daß die Meßgenauigkeit erheblich beeinträchtigt wird.

Man kann daher in diesem speziellen Fall sicher von einer angenäherten Gültigkeit der ohne elastische Bindung rechnenden Theorie sprechen.

Bei der in Fig. 9 dargestellten Messung bei einem Druck von 21 mm mißlingt dieser Anschluß jedoch vollständig, indem sich für  $N$  je nach den verwendeten Meßpunkten entweder imaginäre oder aber negative Zahlenwerte ergeben. Dies bedeutet, daß durch die beiden zur jeweiligen Rechnung benutzten Meßpunkte überhaupt keine der aus Gl. (1') folgenden Kurven  $\mu = f(\omega)$  gelegt werden kann, wenn  $N$  und  $\tau$  ihren physikalischen Sinn behalten sollen. Damit wird ersichtlich, daß nur unter gewissen später zu formulierenden Voraussetzungen die Salpeterschen bzw. Dänzerschen Formeln Gültigkeit haben.

Durch die experimentellen Ergebnisse, wie sie in Fig. 10 dargestellt sind, ist nahegelegt, die Versuche unter Zuhilfenahme einer elastischen Bindung der negativen Ladungsträger zu deuten. Die Tatsache, daß mit steigender Entladungsstromstärke das Absorptionsmaximum nach kürzeren Wellen verlagert wird und diese Variation angenähert proportional der Wurzel aus der Stromstärke im Entladungsrohr erfolgt, ist in Übereinstimmung mit der obenerwähnten Gl. (3), da man, wie die Untersuchungen im § 7 gezeigt haben, Stromstärke und Elektronendichte einander proportional setzen kann.

Die in Fig. 9 wiedergegebene Verlagerung des Absorptionsmaximums nach kürzeren Wellen bei Steigerung des Gasdrucks dürfte in erster Linie durch die unvermeidliche Vergrößerung der Elektronendichte verursacht sein. Dieser Dichtezuwachs, der trotz konstanter Entladungsstromstärke erfolgt, ist durch die Konzentration der Entladung auf die zentralen Teile des Rohres bedingt.

Die in Fig. 11 dargestellte angenäherte Gültigkeit der Salpeterschen Formel tritt immer dann ein, wenn die Resonanzfrequenz  $\omega_0 \ll \omega$  ist, ähnlich wie es in der erwähnten Untersuchung von Bergmann und Düring der Fall ist. Diese Tatsache bedingt, daß man lediglich durch zwei Absorptionsmessungen mit genügend großen, aber voneinander verschiedenen Frequenzen in jedem Fall eine Aussage über die mittlere Elektronendichte machen kann, die die Welle auf

ihrem Weg durch das Gas vorfind. Daß eine annähernde Übereinstimmung der auf diesem Weg erhaltenen Zahlenwerte mit den durch die Langmuirsche Sondenmethode gelieferten besteht, mag das oben durchgeführte Beispiel zeigen. Bei seiner Beurteilung ist zu beachten, daß die zur Messung verwendeten Frequenzen nicht sehr groß gegenüber der Resonanzfrequenz sind. Das verursacht den größeren Zahlenwert gegenüber der Sondenmethode. Der beschriebene Weg erscheint selbst dann noch brauchbar, wenn die Theorie von Langmuir und Mott-Smith wegen der Voraussetzung einer freien Weglänge, die groß gegen den Durchmesser der Raumladungsschicht ist, nicht mehr anwendbar ist. Es mag zweckmäßiger erscheinen, möglichst solche Meßpunkte der Fig. 9 bei dieser Auswertung zu benutzen, die weit von der Resonanzfrequenz entfernt liegen. Daß trotzdem hier die der Resonanzfrequenz am nächsten gelegenen Meßpunkte Verwendung fanden, liegt in der obenerwähnten mangelnden Meßgenauigkeit begründet, die einen Anschluß des unteren Kurventeiles an die Dänzersche Formel unmöglich macht.

Wir betrachten nun die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Elektronendichte. Fig. 6 stellt eine Messung bei niederem Gasdruck dar und zeigt eine strenge Proportionalität zwischen den beiden Veränderlichen  $\mu$  und  $N$ . Aus den in Tab. 2 mitgeteilten experimentellen Daten geht hervor, daß hier  $\delta \ll 1$ ; ferner liegt die Resonanzfrequenz nicht im untersuchten Dichtebereich, so daß wegen  $\omega_0 \ll \omega$  wieder die Salpeterschen Formeln gültig sind. Alsdann kann man angenähert setzen

$$\kappa = \frac{\omega \tau \delta}{2(1 + \omega^2 \tau^2)} = \frac{2\pi N e^2 \tau}{m \omega (1 + \omega^2 \tau^2)}$$

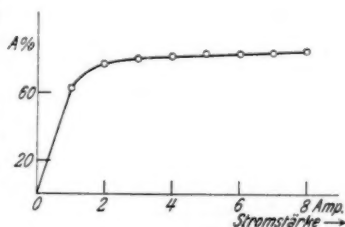
oder

$$\mu = \frac{2\pi N e^2 \tau}{m c (1 + \omega^2 \tau^2)},$$

so daß  $\mu$  proportional  $N$  wird.

Für höhere Drucke hingegen, solange die selektive Absorption, die auf Grund der Resonanz zustande kommt, noch bei so hohen Dichten liegt, daß im untersuchten Dichtebereich die Gültigkeit der Salpeterschen Formeln nur wenig beeinflußt

wird, ergibt sich der von Dänzer<sup>1)</sup> vorausgesagte Verlauf der Funktion  $\mu = f(N)$  (vgl. hierzu Figg. 7 und 8). Bei Drucken von etwa 10 mm ist wie aus Fig. 9 folgt die selektive Absorption bei einer Kreisfrequenz von  $3 \cdot 10^{10}$  und einer Elektronendichte zu erwarten, die einer kleineren Stromstärke als 2 Amp. entspricht. Eine entsprechende Messung zeigt Fig. 12. Sie weist im Gegensatz zu den Messungen von Gutton<sup>2)</sup> kein Maximum auf, das einer ausgesprochenen Resonanz entspricht. Das ist wohl darauf zurückzuführen, daß der durch die als frei angenommenen Elektronen eintretende Absorptionseffekt wegen der hohen Elektronendichte größer ist als die selektive Absorption, die durch die Bindung der Elektronen verursacht wird. Dadurch kann es zu einer Verwischung dieses Maximums kommen. Die ersten Andeutungen dazu sind auch schon in den Kurven von Gutton<sup>2)</sup> zu erkennen.



Absorption  
als Funktion der Stromstärke  
(Ne-He,  $p = 10$  mm Hg)

Fig. 12

### Zusammenfassung

1. Es wird die Absorption elektrischer Wellen von 2—6 cm Wellenlänge beim Durchgang durch ionisierte Gase in Abhängigkeit von der Elektronendichte und der Frequenz untersucht.
2. Es wird gezeigt, daß die ohne elastische Bindung rechnende Theorie die Versuchsergebnisse nur unter gewissen Voraussetzungen quantitativ wiedergibt.
3. Es wird eine Deutungsmöglichkeit der experimentellen Ergebnisse diskutiert unter Annahme einer elastischen Bindung der Elektronen, wie sie von Gutton vorgeschlagen und von Tonks und Langmuir auch neuerdings experimentell nachgewiesen worden ist.

1) H. Dänzer, Ann. d. Phys. 2. S. 58, Fig. 22, 1929.

2) M. H. Gutton, a. a. O.

4. Es wird versucht aus zwei Absorptionsmessungen mit zwei verschiedenen Frequenzen, die groß gegen die durch die elastische Bindung verursachte Eigenfrequenz sind, eine Aussage über die in der Entladung befindlichen Elektronendichten zu machen. Die so erhaltenen Werte werden mit den durch die Sondenmethode gewonnenen Ergebnissen verglichen.

Vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Frankfurt a. M. in den Jahren 1928—1930 ausgeführt.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Hrn. Prof. Dr. K. W. Meißner für die Anregung zu dieser Arbeit und wertvolle Ratschläge meinen herzlichen Dank auszusprechen. Gleichzeitig danke ich Hrn. Geheimrat Prof. Dr. R. Wachsmuth für die bereitwillige Überlassung der Institutsmittel.

Für die Anschaffung der verwendeten Entladungsröhren standen Mittel der Bardorff-Stiftung zur Verfügung.

Frankfurt a. M., Physikalisches Institut der Universität, Juni 1931.

(Eingegangen 13. September 1931)



## ***Zur Bestimmung der spezifischen Ladung des Elektrons aus Geschwindigkeitsmessungen***

***Von Fritz Kirchner***

(Mit 2 Figuren)

Vor etwa einem Jahre habe ich in dieser Zeitschrift über eine neue  $e/m$ -Bestimmung berichtet<sup>1)</sup>, die auf der Kombination einer direkten Geschwindigkeitsmessung mit einer Messung der Beschleunigungsspannung der Kathodenstrahlen beruht. Als Resultat ergab sich

$$\frac{e}{m_0} = (1,7598 \pm 0,0025) \cdot 10^7 \text{ elektromagn. Einheiten;}$$

der Hauptanteil des in das Endresultat eingehenden Fehlers war, wie damals (S. 1004, a. a. O.) ausdrücklich betont wurde, „durch die Unsicherheit des Kontaktpotentials ( $\pm 0,0015$ ) verursacht.“ Zur Berechnung der spezifischen Ladung nach der vorliegenden Methode ist nämlich außer der Bahngeschwindigkeit der Elektronen im feldfreien Raum noch die Kenntnis ihrer (kinetischen) Energie nötig; die letztere ist aber durch die nach der Kompensationsmethode mittels Normalelementen bestimmte „Entladungsspannung“ noch nicht eindeutig gegeben, sondern wird durch das zwischen Glühfaden und Anode (bzw. feldfreiem Raum) herrschende Kontaktpotential modifiziert. Der oben erwähnten Fehlergrenze  $\pm 0,0015$  wegen der Unsicherheit des Kontaktpotentials war die Annahme zugrunde gelegt, daß das störende Kontaktpotential maximal etwa 1,5 Volt betragen dürfte.

Die damaligen Versuche, das Kontaktpotential durch einen Franck-Hertzschen Elektronenstoßversuch zu eliminieren, führten zu keinem definierten Resultat; wir haben deshalb die Ausdehnung der Messungen auf einen größeren Spannungsbereich in Angriff genommen. Inzwischen haben wir noch auf

1) Ann. d. Phys. [5] 7. S. 975. 1931.

anderen Wegen versucht, den hier in Rede stehenden Fehler herunterzudrücken. Die Verwendung der gewöhnlichen Gegenfeldmethode zur Messung der tatsächlichen Voltgeschwindigkeit der in der Entladungsröhre beschleunigten Elektronen hat bisher kein befriedigendes Ergebnis gehabt. Dagegen scheint die Ermittlung der Stromspannungskurve in der Entladungsröhre wenigstens zu einer Verringerung der Kontaktpotentialunsicherheit geeignet zu sein. Wir haben den Glühemissions-

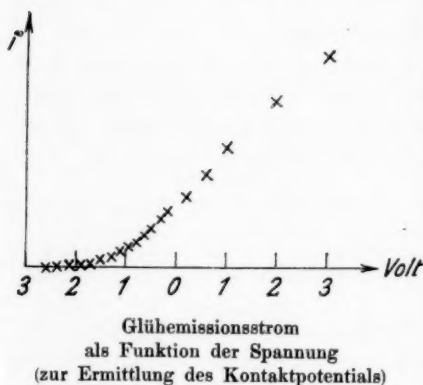


Fig. 1

nur mit einiger Annäherung, wie aus der Fig. 1 ersichtlich ist —, dann kann man das Kontaktpotential als diejenige Größe ermitteln, um die man die Abszissenskala verschieben muß, damit die gemessene Stromstärke der  $\frac{3}{2}$ -ten Potenz der Spannung proportional wird. (Die in Fig. 1 eingetragene Spannung ist die gemessene Spannung zwischen der Mitte des Glühfadens und der Messinganode). Das störende Kontaktpotential würde hiernach überraschend hoch, nämlich bei 1—1,5 Volt, also gerade noch unterhalb der bei der Fehlerdiskussion früher geschätzten maximalen Höhe, liegen. Der Vergrößerung der tatsächlichen Beschleunigungsspannung  $P$  um 1,3 Volt entspricht nun nach der Beziehung

$$\frac{e}{m} = \frac{v^2}{2P}$$

strom in der Entladungsröhre mit einem Drehspulgalvanometer bei verschiedener Heizstromstärke und im Spannungsbereich von etwa 10 Volt gemessen. Wenn man für diese Messungen die annähernde Gültigkeit des  $V^{3/2}$ -Gesetzes im Bereich kleiner Beschleunigungsspannungen annimmt — die Form der erhaltenen Stromspannungskurven entsprach dem  $V^{3/2}$ -Gesetz

eine Erniedrigung des Endresultates auf

$$1,7585 \cdot 10^7 \text{ elektromagn. Einheiten.}$$

Mit der Ausschaltung der Unsicherheit des Kontaktpotentials wird anderseits die Fehlergrenze etwa auf die Hälfte heruntergedrückt; das Resultat der damaligen Messungen ist demnach jetzt — die Anwendbarkeit des  $V^{2/3}$ -Gesetzes vorausgesetzt — genauer zu schreiben:

$$\frac{e}{m_0} = (1,7585 \pm 0,0012) \cdot 10^7 \text{ elektromagn. Einheiten.}$$

Im Anschluß an diese Ergänzung der früheren Messungen möchte ich hier gleich über eine Wiederholung bzw. Weiterführung der Messungen berichten, die im August dieses Jahres zur Kontrolle der Frequenzbestimmung mit einem neuen Piezoquarzresonator gemacht wurde. Die Physikalisch-Technische Reichanstalt stellte mir in dankenswerter Weise als Ersatz für den früheren Kristall<sup>1)</sup> einen neuen, ganz kürzlich geeichten Kristall leihweise zur Verfügung; mit diesem Kristall wurden die Messungen unmittelbar nach der Eichung wiederholt. Die Versuchsanordnung war dieselbe, wie bei den früheren Messungen; bei der Durchführung der Messungen wurden auch dieselben Vorsichtsmaßregeln zur Ausschaltung subjektiver Fehlerquellen (Verteilung der einzelnen Teilbeobachtungen auf drei voneinander unabhängige Beobachter!) angewendet, wie früher (vgl. S. 990, a. a. O.). Der Abstand der Kondensatoren war gegen früher etwas geändert; er wurde vor und nach den Messungen mit einem Kathetometer bestimmt. Da bei diesen Messungen das Kathetometer keine exakt parallele Verschiebung des Ablesefernrohrs gestattete, wurde an die Stelle der zu messenden Kondensatoren ein H-förmiger Normalmaßstab der „Société Genevoise“ gebracht und auf diesem mit dem Kathetometer derselbe Abstand unter den gleichen Bedingungen ausgemessen. Durch dieses Verfahren wurde der zu messende Kondensatorabstand unter Ausschaltung des Kathetometermaßstabs unmittelbar mit dem Normalmaßstab verglichen.

1) Es hatte sich herausgestellt, daß in dem alten Kristall störende Nebenwellen auftraten.

Insgesamt wurden 800 Einzelablesungen am Leuchtschirm gemacht. Das Resultat der Messungen bei parallel geschalteten Kondensatoren ist — in der gleichen Weise aufgetragen, wie früher (vgl. S. 994, a. a. O.) — aus der Fig. 2 ersichtlich. Als Abszisse ist in dieser Figur der zu der Batterie von Normalelementen parallel geschaltete Vergleichswiderstand, als Ordinate der Logarithmus des Quotienten aus der Zahl der positiven und negativen Galvanometerauslässe aufgetragen. Die  $\times$ -Meßpunkte wurden bei normaler Parallelschaltung der Kon-

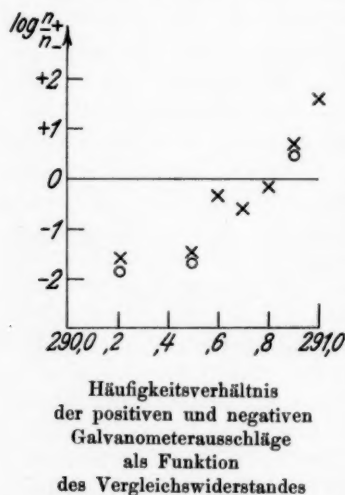


Fig. 2

densatoren erhalten; bei den  $\circ$ -Meßpunkten waren die Zuleitungen zu beiden Kondensatoren vertauscht, so daß sich die Zuleitungen zu beiden Kondensatoren kreuzten. Man sieht, daß die Vertauschung der Zuleitungen in diesem Falle keinen Einfluß auf das Meßresultat hat. Der gesuchte Wert des Vergleichswiderstands ergibt sich (Ordinate 0!) zu 290,8  $\Omega$ . Zu diesem Widerstand lagen 5 Normalelemente parallel mit einer Gesamtspannung von 5,0933 internat. Volt = 5,0958 absol. Volt. Der in der Kompensationsschaltung liegende hochohmige Man-

ganinwiderstand wurde in derselben Wheatstoneschen Brücke und mit denselben Normalien, die seinerzeit Hr. Prof. Fischer vom Bayer. Landesamt für Maß und Gewicht für die Messung zur Verfügung gestellt hatte, nachkontrolliert; es ergab sich eine ausgezeichnete Konstanz: die Widerstandsänderung gegenüber der letzten Messung vor einem Jahr war nicht größer als 0,01 Promille. Die (außen gemessene) Entladungsspannung  $P_0$  ergibt sich demnach zu

$$5,0958 \cdot \left(1 + \frac{93042,5}{290,8}\right) = 1635,6 \text{ abs. Volt.}$$

Hierzu ist noch der halbe Spannungsabfall am Glühfaden — 1,1 Volt — und das Kontaktpotential zwischen Glühfaden und Beobachtungsraum — 1,3 Volt — zu addieren. Die tatsächliche Beschleunigungsspannung  $P$  der Elektronen ist also:

$$1638,0 \text{ abs. Volt.}$$

Die Eichfrequenz  $\nu$  des Piezoquarzresonators ist  $5,9986 \cdot 10^6$ ; der Abstand  $l$  der Kondensatoren ergab sich aus dem Vergleich mit dem Normalmaßstab zu 499,20 mm. Da die Flugdauer der Elektronen gleich der halben Schwingungsdauer der vierten Oberschwingung unserer Eichfrequenz ist, erhalten wir

$$\frac{e}{m} = \frac{l^2 \cdot (8\nu)^2}{2P} = \frac{32 \cdot 49,920^2 \cdot (5,9986 \cdot 10^6)^2}{1638,0} = 1,7518 \cdot 10^7 \text{ elektromagn. Einh.}$$

Zur Umrechnung auf die Ruhmasse ist hierzu noch

$$\frac{e}{m} \cdot \frac{3\beta^2}{4} = 0,0083 \cdot 10^7$$

zu addieren; ferner ist noch wegen der endlichen Länge der Kondensatoren (vgl. S. 996, a. a. O.) eine Korrektur von  $-0,6$  Promille am Endresultat anzubringen. Daher ergibt sich schließlich — wieder bei Annahme der Gültigkeit des  $V^{3/2}$ -Gesetzes (vgl. oben) —

$$\frac{e}{m_0} = (1,7590 \pm 0,0015) \cdot 10^7 \text{ elektromagn. Einh.}$$

in guter Übereinstimmung mit dem Resultat der früheren Messungen.

Ein merkwürdiges Ergebnis, das noch der Aufklärung bedarf, lieferten dagegen diejenigen neuen Messungen, bei denen die Zuleitungen zu *einem* der beiden Kondensatoren vertauscht wurden, also sich kreuzten, während die zum andern Kondensator ihre normale Lage behielten. Diese Messungen lieferten ein um nahezu  $2\frac{1}{2}$  Promille (d. h. weit außerhalb der Meßfehler) niedrigeres Endresultat — unabhängig davon, ob die Vertauschung der Zuleitungsdrähte am „vorderen“ oder „hinteren“ Kondensator stattfand. Es ist zu vermuten, daß bei der Kreuzung der Zuleitungen infolge der geänderten Selbstinduktion unter gewissen Umständen geringe Phasenverschiebungen auftreten; diese werden gegenwärtig näher untersucht.

Bei den früheren Messungen haben sich störende Phasenverschiebungen bei gekreuzten Zuleitungen *nicht* bemerkbar gemacht; da andererseits die jetzigen Messungen mit paralleler, d. h. vollkommen symmetrischer Schaltung der gleichgebauten Kondensatoren, die man vernünftigerweise als frei von störenden Phasenverschiebungen annehmen wird, zu dem gleichen Endresultat geführt haben, wie die früheren Messungen, liegt kein Grund vor, an der Zuverlässigkeit des angegebenen Endresultates zu zweifeln.

Zum Vergleich mit anderen Messungen sei zunächst bemerkt, daß das korrigierte Resultat

$$(1,7585 \pm 0,0012) \cdot 10^7$$

natürlich in Einklang mit dem früheren ist ( $1,7598 \pm 0,0025$ ), da ja die Korrektur unterhalb der früheren Fehlergrenze liegt. Eine neue  $e/m$ -Bestimmung<sup>1)</sup> aus der Totalreflexion der Röntgenstrahlen unter Zuhilfenahme der Drudeschen Dispersionsformel hat zwar zu einem wesentlich höheren Resultat ( $1,765 \cdot 10^7$ ) geführt; sie scheint uns aber wenig Beweiskraft zu besitzen, da man wohl eher erst einmal umgekehrt mit solchen Messungen die Gültigkeit der Drudeschen Dispersionstheorie prüfen müßte. Andererseits haben neue Messungen aus dem Zeemaneffekt, wie mir Hr. Geh. Rat Sommerfeld mitteilte, in Amerika ebenfalls zu noch etwas kleineren Werten geführt, wie die früheren spektroskopischen Werte ( $1,761 \cdot 10^7$ ), so daß sie wohl mit den unsrigen gut in Einklang sind.

Den Herren Gnan und Raether danke ich herzlich für ihre wertvolle Hilfe bei der Weiterführung bzw. Wiederholung der Geschwindigkeitsmessungen.

1) H. E. Stauss, *Phys. Rev.* **36**. S. 1101. 1930.

München, Inst. f. theor. Phys., 6. Oktober 1931.

(Eingegangen 10. Oktober 1931)

## **Erweiterung der Spektren Al II, Mg I, Be I und Al I**

**Von F. Paschen**

Inhaltsangabe: Im Anschluß an Be I werden die Spektren Al II und Mg I in bezug auf die an den tiefsten  $P$ -Zustand des Ions anknüpfenden Terme der Konfiguration  $3p\ 4s$  und  $3p\ 3d$  diskutiert. Starke Liniengruppen erhalten ihre Deutung. In Be I erfährt eine Liniengruppe eine neue Deutung. Die Werte der Singuletterme werden genauer bestimmt. Für Al I werden alle stärkeren bisher nicht eingeordneten Linien als solche des erweiterten Spektrums nachgewiesen. Die hier gefundenen Terme der Erweiterung ergänzen die von A. Fowler und E. W. H. Selwyn im Falle C II gefundenen Gesetzmäßigkeiten. Der Grundterm  $3s(3p)^2\ ^4P$  der Erweiterung und höhere Dubletterme, welche bei C II fehlen, sind hier durch starke Liniengruppen vertreten. Die Terme  $3s(3p)^2\ ^3D, ^3S, ^3P$ , welchen bei C II starke Dublets zugeordnet sind, werden bei Al I vermißt. Es werden indessen Gründe angegeben dafür, daß der  $^3D$ -Term dieser Anordnung der bisherige  $3\ ^3D$ -Term des einfachen Spektrums ist.

Die Erweiterung der 2-Elektronenspektren Al II und Mg I knüpft an den tiefsten  $p$ -Zustand des Ions, also des 1-Elektronenspektrums an, so wie das einfache Spektrum an den tiefsten  $s$ -Zustand. Der Grundzustand der Erweiterung ist die Elektronenkonfiguration  $(3p)^2$  und zwar der  $^3P$ -Term derselben, der früher als  $P'$ -Term bezeichnet wurde und die starke  $PP'$ -Gruppe erzeugt. Diese Gruppe ist von derselben Stärke wie die beiden Grundglieder der Tripletnebenserien  $3\ ^3P-4\ ^3S$ ,  $3\ ^3P-3\ ^3D$  im einfachen Spektrum. Auch geben die Konfigurationen  $3p\ 4s$  und  $3p\ 3d$  der weitergehenden Erweiterung Terme, welche mit dem  $(3p)^2\ ^3P$ -Term und mit den Termen  $3s\ 4s\ ^3S$  und  $3s\ 3d\ ^3D$ -Linien vergleichbarer Stärke erzeugen.

Dieser für die praktische Spektroskopie wichtige Tat-



bestand ist an dem Spektrum  $\text{Be I}^1)$  erkannt und soll hier an den Spektren  $\text{Al II}$  und  $\text{Mg I}$  weiter behandelt werden.

Die Erweiterung des 3-Elektronenspektrums führt Linien-  
gruppen, welche in analoger Weise verständlich sind. Sie  
knüpft an den Term  $s p^3 P$  des 2-Elektronenspektrums an und  
führt als tiefsten Term denjenigen  $s p^2 {}^4 P$ . Da die Zwischen-  
kombinationen zwischen Quartets und Dublets schwächer sind,  
sind die stärksten Liniengruppen des erweiterten Spektrums  
solche innerhalb des Quartetsystems allein. Der obige  ${}^4 P$ -Term  
kombiniert vorzugsweise mit  ${}^4 P$ - und  ${}^4 D$ -Termen der Kon-  
figuration  $3s 3p 4s$  und  $3s 3p 3d$ . Seine Kombination mit dem  
Grundterm  $s^2 p^2 P$  des einfachen Spektrums ist bei  $\text{C II}$  nicht  
gefunden und führt im Falle  $\text{Al I}$  zu Linien, welche im Bogen  
von mittlerer Stärke sind und nur unter besonders niedriger  
Anregung relativ stark erscheinen.

Die Figuration  $s p^2$  des erweiterten Spektrums gibt noch  
die höheren Terme  ${}^2 D$ ,  ${}^2 S$ ,  ${}^2 P$  in dieser Reihe der Anregung  
im Falle  $\text{C II}$  nach A. Fowler und E. W. H. Selwyn.<sup>2)</sup> Diese  
Terme kombinieren mit dem Grundterme  $s^2 p^2 P$  des einfachen  
Spektrums zu fast so starken Liniengruppen, wie es die Grund-  
glieder der Nebenserien sind. Ferner müssen diese Terme  
dieselbe Rolle spielen wie die Grundterme  $s^2 s {}^2 S$  und  $s^2 d {}^2 D$   
der Nebenserienterfolgen. Die Terme  $3s 3p 4s$  und  $3s 3p 3d$   
der weitergehenden Erweiterung müssen mit ihnen und den  
letzteren zu Liniengruppen vergleichbarer Stärke kombinieren.

Diese Gesichtspunkte zur Analyse der Linien im 3-Elek-  
tronenspektrum, welche durch das Termsystem des einfachen  
Spektrums nicht erfaßt sind, folgen aus der Analyse des  
Spektrums  $\text{C II}$  und aus der diese ergänzenden Analyse des  
Spektrums  $\text{Al I}$ , welche hier behandelt werden soll.

Auch im 2-Elektronenspektrum sollte eine Erweiterung  
an die Singuletterme  $p^2 {}^1 D$ ,  ${}^1 S$  anknüpfen. Aber die Linien  
dieser Erweiterung sind nicht sehr stark und daher bisher nur  
vermutet, aber wohl in keinem Falle sicher nachgewiesen. Die

1) F. Paschen u. P. G. Kruger, *Ann. d. Phys.* [5] 8. S. 1005. 1931.

2) A. Fowler u. E. W. H. Selwyn, *Proc. Roy. Soc. A.* 120.  
p. 312. 1928.

beiden Terme sollten vorzugsweise mit Termen des Singuletsystems kombinieren, dessen Analyse bekanntlich besondere Schwierigkeiten darbietet.

### Erweiterung des Spektrums AlII

In der Arbeit von R. A. Sawyer und F. Paschen<sup>1)</sup> wurde außer dem Term  $(3p)^2\ ^3P$  noch ein weiterer gefunden, der mit ersterem kombiniert zu einer zweiten  $PP'$ -Gruppe. Dieser weitere wurde damals der Elektronenkonfiguration  $3p\ 3d$  zugeschrieben. Die Erfahrung an BeI und die große Aufspaltung dieses Termes führt dazu, ihn vielmehr der Konfiguration  $3p\ 4s$  zuzuschreiben. Unter den nicht eingeordneten Linien der Wellenlängentabelle obiger Arbeit finden sich weiter zwei Triplets, welche mit einiger Sicherheit je einem Term  $\ ^3P$  und  $\ ^3D$  der Konfiguration  $3p\ 3d$  zugeordnet werden können, so daß also völlige Analogie mit BeI besteht. Das ursprüngliche Protokoll sämtlicher Messungen im Vakuumgebiet enthält noch eine Reihe schwächerer Linien, welche in der Tabelle S. 524—526 obiger Arbeit nicht aufgenommen sind, welche aber keiner bekannten Verunreinigung angehören. Es zeigte sich, daß eine Reihe dieser Linien Kombinationen der neuen Terme darstellen (mit \* bezeichnet).

Unter Beziehung auf die Termtabelle des einfachen Spektrums AlII, welche S. 514 und 515 der zitierten Arbeit gegeben ist, werden hier nur die Terme der Erweiterung gegeben und die Kombinationen, welche sie stützen:

Terme der Erweiterung des Spektrums AlII

$3p\ 3p\ ^3P_2$ 57592,7	$3p\ 4s\ ^3P_2$ 5901,0	$3p\ 3d\ ^3P_1$ 5261,1	$3p\ 3d\ ^3D_3$ 6708
120,9	126,8	2,4	4
$\ ^3P_1$ 57713,6	$\ ^3P_1$ 6027,8	$\ ^3P_1$ 5263,5	$\ ^3D_{3,1}$ 6712
62,3	58,7	1,9	
$\ ^3P_0$ 57775,9	$\ ^3P_0$ 6086,5	$\ ^3P_0$ 5265,4	

### Mg I

Einige Aufnahmen eines Bogens zwischen Magnesiumelektroden in Neon und Wasserstoff ergaben ein neues  $\ ^3P\ ^3D$ -Triplet, zusammengesetzt aus dem bereits bekannten Term

1) R. A. Sawyer u. F. Paschen, Ann. d. Phys. 84. S. 1. 1927.

Tabelle 1. A II

		3 p 4 s			3 p 3 d			3 p 3 d	
		$^3P_3$	$^3P_1$	$^3P_0$	$^3P_3$	$^3P_1$	$^3P_0$	$^3D_3$	$^3D_1$
$^3P_1$ 57592,7 (3 p) $^3P_1$ 57713,6 $^3P_0$ 57775,9		5901,0	6027,8	6086,5	5261,1	5263,5	5265,4	6708	6712
		51692,0 (10)	51565,0 (5)	—	52331,1 (5)	—	—	50884,6 (4)	—
		51812,5 (5)	51686,3 (10)	51627,1 (4)	—	52450,1 (4)	52510,5 (2)	—	51002 (3) 51065 (1)
3 s 4 s $^3S$ 60589,2		54687,0 (10)	54559,9 (8)	54501,2 (6)	—	55328 (4)	—	53880,1 (8) <sup>b</sup>	—
$^3D_3$ 56313,6 3 s 3 d $^3D_3$ 56312,5		—	—	—	51053 (0)	—	—	—	—
		50411 (6)	50280 (0)	—	—	—	—	—	—

Int.	$\lambda_{\text{Vac.}}$	$\nu$	$\nu_{\text{ber.}}$	Int.	$\lambda_{\text{Vac.}}$	$\nu$	$\nu_{\text{ber.}}$
0	1988,85*	50280	50284,7	5	1932,43	51748,2	51748,1
0	1983,71*	50411	50411,5	5	1930,03	51812,5	51812,6
4	1965,23	50884,6	50884,7	5	1910,91	52331,1	52331,6
3	1960,70	51002	51001,6	2	1906,57	52450,1	52450,1
1	1958,29*	51065	51063,9	4	1904,38	52510,5	52510,5
0	1939,76*	51053	51052,5	8	1855,97	53880,1	53877,2 <sup>a</sup>
5	1939,30	51565,0	51564,9	10	1828,59	54687,0	54688,2
4	1936,96	51627,1	51627,1	8	1832,85	54559,9	54561,4
10	1934,75	51686,3	51685,8	6	1834,82	54501,2	54502,7
10	1934,54	51692,0	51691,7				

1) Koinzidiert mit  $3^3P_0-4^3S$ .2) Koinzidiert mit  $3^3P_0-4^3S = 53879,2$ .

(3p)<sup>2</sup>3P und einem neuen <sup>3</sup>D-Term, der der Konfiguration 3p3d entspricht. Auch die Kombination dieses <sup>3</sup>D-Terms mit dem Term 3s3d<sup>3</sup>D wurde gefunden. Weitere Triplette wurden bisher nicht gefunden. Der Bogen scheint zur Anregung weiterer solcher Terme, insbesondere des Terms 3p4s<sup>3</sup>P nicht günstig zu sein.

Die hier gegebenen Termwerte des erweiterten Spektrums schließen an die von A. Fowler<sup>1)</sup> gegebenen Zahlenwerte der Terme des einfachen Spektrums an:

(3p) <sup>3</sup> P <sub>2</sub> = 3797,9	3p3d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> = - 21864,4
40,5	16,1
<sup>3</sup> P <sub>1</sub> = 3838,4	<sup>3</sup> D <sub>2</sub> = - 21848,3
20,7	9,3
<sup>3</sup> P <sub>0</sub> = 3859,1	<sup>3</sup> D <sub>1</sub> = - 21839,0

(3p) <sup>3</sup> P <sub>2</sub> 3797,9	40,5	<sup>3</sup> P <sub>1</sub> 3838,4	20,7	<sup>3</sup> P <sub>0</sub> 3859,1	3s3d <sup>3</sup> D 13714,7	
(0) 25662,33					(3) 35579,4	- 21864,4 3p3d <sup>3</sup> D <sub>3</sub>
16,18					16,2	16,1
(4) 25646,15		(5) 25686,64			(2) 35563,2	- 21848,3 <sup>3</sup> D <sub>2</sub>
40,49						
9,35		9,24			9,1	9,3
(1) 25636,80		(3) 25677,40		(3) 25698,09	(1) 35554,1	- 21839,0 <sup>3</sup> D <sub>1</sub>
40,60		20,69				

Die Wellenlängen sind:

Mg I

Int.	λ <sub>L</sub>	ν	Komb.	ν <sub>ber.</sub>
1	3899,542	25636,80	3p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> - 3d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	25636,9
4	3898,120	25646,15	3p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> - 3d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	25646,2
10	3895,662	25662,33	3p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> - 3d <sup>3</sup> D <sub>3</sub>	25662,3
3	3893,376	25677,40	3p <sup>3</sup> P <sub>1</sub> - 3d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	25677,4
5	3891,976	25686,64	3p <sup>3</sup> P <sub>1</sub> - 3d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	25686,7
3	3890,241	25698,09	3p <sup>3</sup> P <sub>0</sub> - 3d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	25698,1
1	2811,79	35554,1	3 <sup>3</sup> D - 3d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	35553,7
2	2811,07	35563,2	3 <sup>3</sup> D - 3d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	35563,0
3	2809,79	35579,4	3 <sup>3</sup> D - 3d <sup>3</sup> D <sub>3</sub>	35579,1

1) A. Fowler, Report on Series in Line Spectra, London 1922, p. 116 und 117.

**Bemerkung zu Be I<sup>1)</sup>**

Das starke Triplet 3019,34, 3019,51, 3019,60 wurde vermutungsweise als  $2s\,3p\,^3P-2p\,3p\,^3P$  aufgefaßt nach den abgeschätzten Werten der beteiligten Terme. Nach den Erfahrungen an den Spektren dieses Aufsatzes sollte eine starke Liniengruppe entsprechend  $2s\,3d\,^3D-2p\,3d\,^3D$  vorhanden sein. Sie müßte stärker sein als die für die Linien vermutete Kombination. Es ist daher möglich, daß das bezeichnete Triplet diese Gruppe ist. Es resultiert alsdann:

$$3p\,3d\,^3P_2 = -19972,7$$

$$^3P_1 = -19970,8$$

$$^3P_0 = -19969,8$$

in gutem Einklang mit dem Term:

$$3p\,3d\,^3D_3 = -18998,97$$

$$^3D_2 = -18997,82$$

$$^3D_1 = -18997,22.$$

Allerdings sollte dieser  $^3P$ -Term Kombinationen mit  $3^3S$  und mit  $(2p)^2\,^3P$  bilden, welche nicht gefunden sind.

Im Vakuumofen<sup>2)</sup> traten mit Beryllium bei Anregungen von 8–10 Volt die beiden Singulettserien  $2^1P-n^1S$  und  $2^1P-n^1D$  stark auf und konnten um drei bzw. zwei Glieder erweitert werden. Die bisher letzten Glieder wurden besser gemessen. Ihre Grenze  $2^1P$  konnte dadurch genauer bestimmt werden zu  $32627 \pm 1\text{ cm}^{-1}$ . Danach sind alle Singuletterme von Be I um  $2\text{ cm}^{-1}$  zu erniedrigen. Der Grundterm  $2^1S$  hat den Wert 75192,3 und die nicht auftretende Resonanzlinie  $2^1S-2^3P_1$  wäre  $\lambda = 4548,29\text{ ÅE}$ ,  $\nu = 21980,1$ .

Die beiden Serien sind jetzt:

1) F. Paschen u. P. G. Kruger, *Ann. d. Phys.* [5] S. S. 1005. 1931.

2) Die betr. Spektrogramme sind von Hrn. Dr. Ritschl gemacht.

Tabelle 2

Be I  
 $2^1P-n^1S$   $2^1P = 32627,0$ 

	$n = 2$	3	4	5	6
$\lambda_L$	(50) 2348,612	(10) 8254,10	(10) 4407,911	(10) 3736,280	(10) 3476,613
$\nu$	42565,29	12111,9	22680,1	26757,0	28755,4
$n^1S$	75192,29	20515,1	9946,9	5870,0	3871,6
$n^*$	1,208064	2,31281	3,32150	4,32373	5,32394

	7	8	9	10	11
$\lambda_L$	(8) 3345,430	(6) 3269,02	(4) 3220,39	(3) 3187,34	(1) 3163,84
$\nu$	29883,0	30581,4	31043,2	31365,1	31598,1
$n^1S$	2744,0	2045,6	1583,8	1261,9	1028,9
$n^*$	6,3239	7,3244	8,3240	9,3254	10,3273

 $2^1P-n^1D$   $2^1P = 32627,0$ 

	3	4	5	6	7
$\lambda_L$	(15) 4572,689	(15) 3813,402	(12) 3515,538	(10) 3367,645	(10) 3282,920
$\nu$	21862,86	26215,9	28437,0	22685,8	30451,9
$n^1D$	10764,14	6411,1	4190,0	2941,2	2175,1
$n^*$	3,192914	4,13723	5,11767	6,10826	7,1030

	8	9	10	11	12
$\lambda_L$	(10) 3229,628	(8) 3193,81	(6) 3168,52	(4) 3150,08	(3) 3136,06
$\nu$	30954,4	31301,6	31551,4	31736,1	31877,9
$n^1D$	1672,6	1325,4	1075,6	860,9	749,1
$n^*$	8,0991	9,0990	10,1008	11,098	12,103

 $n = 13 \lambda = 3125,2$  koinziiert mit Fe 3125,664, $n = 14 \lambda = 3116,5$  koinziiert mit Cu 3116,33.

34\*







Tabelle  
von A

Quartet-Multiplet			
	$3\ ^3P_{3/2}$ 48168,92	112,04	$3\ ^3P_{1/2}$ 48280,96
$3s\ (3p)^2\ ^4P_{1/2}$ 19260,64 46,58	28908,25 (8) 46,58	112,11	29020,36 (7) 46,56
$^4P_{3/2}$ 19214,06 75,78	28954,83 (5) 75,81	112,09	29066,92 (8) —
$^4P_{5/2}$ 19138,28	29030,64 (10)	—	—

$3s\ 3p\ 3d$					
	$^4P_{1/2}$ -23996,72	-27,39	$^4P_{3/2}$ -23969,33	-46,52	$^4P_{5/2}$ -23922,81
$^4P_{1/2}$ 19260,64 46,58	43257,40 (1) 46,66	-27,31	43230,09 (2) 46,69	—	—
$3s\ (3p)^2\ ^4P_{3/2}$ 19214,06 75,78	43210,74 (4) —	-27,34	43183,40 (1) 75,92	-46,49	43136,91 75,81
$^4P_{5/2}$ 19138,28	—	—	43107,48 (4) -46,43	—	43061,05

Multiplet  $^4D-^4F$  mit verkehrtem Term  $^4D\ ^2$ 

—	—	—	—	37558,5 (0,5)	$^4D$
—	—	—	37600,8 (0,5)	-33,8	$^4D$
—	—	—	—	37592,3 (3) <sup>1)</sup>	$^4D$
—	37666,7 (3)	10,4	-55,5	-56,0	$^4D$
—	—	—	37650,3 (2)	37648,3 (1)	$^4D$
—	-77,7	—	-78,9	—	$^4D$
37760,4 (6)	37744,4 (4)	9,2	37735,2 (2)	—	$^4D$
$^4F_{7/2}$	$^4F_{7/2}$	$^4F_{6/2}$	$^4F_{5/2}$		

Tabelle 5  
tet-Multipletten von Al I

3s 3p 4s <sup>4</sup> P						
3 <sup>2</sup> P <sub>1/2</sub>	<sup>4</sup> P <sub>3/2</sub>		<sup>4</sup> P <sub>1/2</sub>		<sup>4</sup> P <sub>1/2</sub>	
18280,96	-13562,45	96,03	-13466,42	56,00	-13410,33	
29020,36 (7)	—	—	32727,02 (6)	56,07	32670,95 (1)	
46,56	—	—	46,57		46,54	
29066,92 (8)	32776,58 (9)	96,13	32680,45 (4)	56,04	32624,41 (5)	
—	75,92		75,79		—	
—	32700,66 (10)	96,00	32604,66 (5)	—	—	
3s 3p 3d						
<sup>4</sup> P <sub>1/2</sub>	<sup>4</sup> D <sub>1/2</sub>		<sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>		<sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	
-23922,81	-23005,31	25,49	-22979,82	16,40	-22963,42	8,75
—	—	—	—	—	42224,02 (5)	8,81
—	—	—	—	—	46,52	46,38
43136,91	—	—	42193,85 (8)	—	42177,50 (6)	8,67
75,86	—	—	75,72	16,35	75,79	—
43061,06	42143,59 (10)	—	42118,13 (6)	—	42101,71 (1)	—
	25,46		16,42			

## Anmerkungen zu nebenstehender Tabelle:

- 1) Gestört durch 4 <sup>2</sup>D<sub>3/2</sub>—4d <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub>
- 2) oder <sup>4</sup>F—<sup>4</sup>D mit verkehrtem <sup>4</sup>F-Term.

Tabelle 6. Verkehrte Dubletserien AI

	$3^3D_{3/2}$ 15844,2 1,3	$3^3D_{5/2}$ 15845,5	$4^3D_{3/2}$ 9347,0 4,5	$4^3D_{5/2}$ 9351,5	$5^3D_{3/2}$ 6043,2 4,0	$5^3D_{5/2}$ 6047,2	$6^3D_{3/2}$ 4112,2 2,4	$6^3D_{5/2}$ 4114,6	$7^3D_{3/2}$ 2935,1 1,6	$7^3D_{5/2}$ 2936,7	$8^3D_{3/2}$ 2183,8 1,3
I $^3D_{3/2}$ -19382,2	35226,4(12)		28729,2(6) 4,3	28733,5(1)	25425,4(5)		23494,5(2)				
$3s^3p^3d$ 27,9				27,3							
$^3D_{3/2}$ -19354,3		35199,6(10)		28706,2(5)	25400,8(4)						
II $^3P_{1/2}$ -24796,9	40641,0(5)		34143,9(5u) 4,9	34148,8(1u)	30840,2(3u)		28908,3(8) 1)				
$3s^3p^5s$ 98,9				99,3							
$^3P_{1/2}$ -24698,0		40543,5(4)		34049,5(4u)	30745,3(2u)		28811,9(1)				
III $^3P_{3/2}$ -28972,7	44117,2(7)		37619,8(6)		34315,6(5)		32384,3(5)	31208,0(4)		30458,6(3)	
$3s^3p^4d$ 31,9				37592,3(3)	34287,6(2)		32355,0(1)				
$^3P_{3/2}$ -28240,8		44087,2(4)									
IV $^3P_{1/2}$ -30429,5	46274,9(6)		39776,0(9)		36472,4(7)		34541,8(5)	33364,9(3)	32615,7(1)		
$3s^3p^6s$ 98,0				39683,0(6)	36378,5(4)			33268,0(1)			
$^3P_{1/2}$ -30331,5		46177,2(4)									
V $^3F_{7/2}$ -31010,9	47756(0,5)		41257,8(5)		37954,5(2)		36023,0(1)	34846,2(1)			
$3s^3p^5d$ 33,9			34,0		34,1						
$^3F_{7/2}$ -31877,0		47722,5(5)	41223,8(1) 4,7	41228,5(5)	37920,4(5) 4,1	37924,5(2)	35991,3(2)	34813,9(2)			

1) Koinkidiert mit  $3^3P_{1/2}$ - $3p^4P_{1/2}$ .

Die Dublets I sind im Bogen, Glimmlicht und elektrischen Ofen gefunden. II nur im Bogen und Glimmlicht, nicht im Ofen. Die übrigen sind nicht im Bogen, sondern nur im Ofen gefunden.

	$4^3S$	$5^3S$
	22933,3	10591,6
$^3P_{1/2}$ -22403,7	45837,0(8)	33495,3(5)
$3s^3p^3d$ -76,0		
$^3P_{1/2}$ -22979,7	45913,0(6)	

Kombination zweifelhafte

## Linien des erweiterten Spektrums Al I

Tabelle 7

Bei den Termen der Erweiterung wird  $3s\ 3p$  fortgelassen.  $3d\ ^2D_{5/2}$  bedeutet also  $3s\ 3p\ 3d\ ^2D_{5/2}$ . Die Terme des einfachen Spektrums führen nur die Quantenzahl  $n$ .  $6\ ^2D_{5/2}$  bedeutet also  $(3s)^2\ 6d\ ^2D_{5/2}$ .

O. bedeutet im Vakuumofen bei 10–16 Volt Anregung und mittlerer Quarzspektrograph von Hilger.

B. bedeutet Bogen in Helium oder Neon, 1 m Konkavgitter.

G. ist Glimmlicht in Helium in einer zylindrischen Aluminium-Kathode. Arbeiten des Verf. über Al II und Al III a. a. O.

Int.	$\lambda_L$	$\nu$	Komb.	$\nu_{\text{ber.}}$	
2	4255,12	23494,5	$6\ ^2D_{5/2} - 3d\ ^2D_{5/2}$	23494,4	O.
4	3935,77	25400,8	$5\ ^2D_{3/2} - 3d\ ^2D_{3/2}$	25401,5	O.
5	3931,97	25425,4	$5\ ^2D_{5/2} - 3d\ ^2D_{5/2}$	25425,4	O.
5ur	3482,58	28706,2	$4\ ^2D_{5/2} - 3d\ ^2D_{5/2}$	28705,8	O. B.
6	3479,78	28729,2	$4\ ^2D_{3/2} - 3d\ ^2D_{3/2}$	28729,2	O. B.
1	3479,27	28733,5	$4\ ^2D_{5/2} - 3d\ ^2D_{5/2}$	28733,7	O. B.
1	3469,80	28811,9	$6\ ^2D_{5/2} - 5s\ ^2P_{1/2}$	28812,5	B.
8	3458,230	28908,25	$3\ ^2P_{3/2} - 3p\ ^2P_{1/2}$	28908,28	B. G. O.
			$6\ ^2D_{5/2} - 5s\ ^2P_{3/2}$	28909,1	
5	3452,670	28954,83	$3\ ^2P_{1/2} - 3p\ ^2P_{3/2}$	28954,86	B. O.
7	3444,871	29020,36	$3\ ^2P_{3/2} - 3p\ ^2P_{1/2}$	29020,32	B. G. O.
10	3443,651	29030,64	$3\ ^2P_{1/2} - 3p\ ^2P_{1/2}$	29030,64	B. G. O.
8	3439,352	29066,92	$3\ ^2P_{3/2} - 3p\ ^2P_{3/2}$	29066,90	B. G. O.
3	3282,20	30458,6	$8\ ^2D_{5/2} - 4d\ ^2P_{3/2}$	30458,6	O.
2u	3251,60	30745,3	$4\ ^2D_{5/2} - 5s\ ^2P_{1/2}$	30745,2	O.
3u	3241,59	30840,2	$4\ ^2D_{3/2} - 5s\ ^2P_{3/2}$	30840,1	O.
4	3203,39	31208,0	$7\ ^2D_{5/2} - 4d\ ^2P_{3/2}$	31207,8	O.
1	3089,82	32355,0	$6\ ^2D_{5/2} - 4d\ ^2P_{1/2}$	32355,4	O.
5	3087,02	32384,3	$6\ ^2D_{3/2} - 4d\ ^2P_{3/2}$	32384,8	O.
1	3065,12	32615,7	$8\ ^2D_{5/2} - 6s\ ^2P_{1/2}$	32615,3	O.
5	3066,158	32604,66	$3p\ ^2P_{3/2} - 4s\ ^2P_{3/2}$	32604,70	B. O.
5	3064,302	32624,41	$3p\ ^2P_{1/2} - 4s\ ^2P_{1/2}$	32624,39	B. O.
1	3059,936	32670,95	$3p\ ^2P_{3/2} - 4s\ ^2P_{1/2}$	32670,97	B. O.
4	3059,047	32680,45	$3p\ ^2P_{3/2} - 4s\ ^2P_{3/2}$	32680,48	B. O.
10	3057,155	32700,66	$3p\ ^2P_{3/2} - 4s\ ^2P_{3/2}$	32700,73	B. O. G.
6	3054,694	32727,02	$3p\ ^2P_{3/2} - 4s\ ^2P_{3/2}$	32727,06	B. O.
9	3050,073	32776,58	$3p\ ^2P_{1/2} - 4s\ ^2P_{3/2}$	32776,51	B. O. G.
1	3005,02	33268,0	$7\ ^2D_{5/2} - 6s\ ^2P_{1/2}$	33268,1	O.
3	2996,29	33364,9	$7\ ^2D_{3/2} - 6s\ ^2P_{3/2}$	33364,6	O.
5	2984,62	33495,3	$5\ ^2S - 3d\ ^2P_{3/2}?$	33495,3	O.

Die Dubletts I sind im Bogen, Glimmlicht und elektrischen Ofen gefunden. In nur im Bogen und Glimmlicht, nicht im Ofen. Die übrigen sind nicht im Bogen, sondern nur im Ofen gefunden.

corro, (c)

2000, (c)

3s 3p 3d  
5P<sub>1/2</sub> - 22979,7  
-76,0  
45913,0(6)

Kombination zweifelhafte

Tabelle 7 (Fortsetzung)

Int.	$\lambda_L$	$\nu$	Komb.	$\nu_{\text{ber.}}$	
3 u	2936,04	34049,5	$4^2D_{3/2} - 5s^2P_{1/2}$	34049,5	B.
5 u	2927,930	34143,9	$4^2D_{3/2} - 5s^2P_{3/2}$	34143,9	B.
1 u	2927,51	34148,8	$4^2D_{3/2} - 5s^2P_{3/2}$	34148,4	B.
2	2915,66	34287,6	$5^2D_{3/2} - 4d^1P_{1/2}$	34288,1	O.
5	2913,28	34315,6	$5^2D_{3/2} - 4d^1P_{3/2}$	34315,9	O.
2	2902,25	34446,0	$6^2D_{3/2} - 6s^2P_{1/2}$	34446,0	O.
5	2894,20	34541,8	$6^2D_{3/2} - 6s^2P_{3/2}$	34541,7	O.
2	2871,57	34813,9	$7^2D_{3/2} - 5d^1F_{5/2}$	34813,7	O.
1	2868,92	34846,2	$7^2D_{3/2} - 5d^1F_{7/2}$	34846,1	O.
10	2840,11	35199,6	$3^2D_{3/2} - 3d^1D_{3/2}$	35199,8	B. O. G.
12	2837,95	35226,4	$3^2D_{3/2} - 3d^1D_{5/2}$	35226,4	B. O. G.
2	2777,63	35991,3	$6^2D_{3/2} - 5d^1F_{5/2}$	35991,7	O.
1	2775,19	36023,0	$6^2D_{3/2} - 5d^1F_{7/2}$	36023,1	O.
4	2748,07	36378,5	$5^2D_{3/2} - 6s^2P_{1/2}$	36378,7	O.
7	2740,99	36472,4	$5^2D_{3/2} - 6s^2P_{3/2}$	36472,7	O.
0,5 u	2661,72	37558,5	$4^1D_{1/2} - 4^1F_{3/2}$	O. Terme nicht be- rechen- bar	
3	2659,33 <sup>1)</sup>	37592,3	$4^1D_{1/2} - 4^1F_{5/2}$		
0,5 u	2658,73	37600,8	$4^1D_{3/2} - 4^1F_{5/2}$		
1 u	2655,37	37648,3	$4^1D_{3/2} - 4^1F_{7/2}$		
2 u	2654,81	37656,3	$4^1D_{5/2} - 4^1F_{7/2}$		
3 u	2654,08	37666,7	$4^1D_{5/2} - 4^1F_{9/2}$		
2	2649,26	37735,2	$4^1D_{7/2} - 4^1F_{9/2}$		
4	2648,61	37744,4	$4^1D_{7/2} - 4^1F_{11/2}$		
6	2647,49	37760,4	$4^1D_{9/2} - 4^1F_{11/2}$		
3	2659,33 <sup>1)</sup>	37592,3	$4^2D_{3/2} - 4d^1P_{1/2}$	37592,3	O.
6	2657,39	37619,8	$4^2D_{3/2} - 4d^1P_{3/2}$	37619,7	O.
0,5	2636,32	37920,4	$5^2D_{3/2} - 5d^1F_{5/2}$	37920,3	O.
2	2636,03	37924,5	$5^2D_{3/2} - 5d^1F_{7/2}$	37924,2	O.
2	2633,95	37954,5	$5^2D_{3/2} - 5d^1F_{9/2}$	37954,1	O.
6	2519,21 <sup>2)</sup>	39683,0	$4^2D_{3/2} - 6s^2P_{1/2}$	39683,0	O.
9	2513,32	39776,0	$4^2D_{3/2} - 6s^2P_{3/2}$	39776,5	O.
4	2465,74	40543,5	$3^2D_{3/2} - 5s^2P_{1/2}$	40543,5	B.
5	2459,83	40641,0	$3^2D_{3/2} - 5s^2P_{3/2}$	40641,1	B.
1	2425,05	41223,8	$4^2D_{3/2} - 5d^1F_{5/2}$	41224,0	O.
5	2424,77	41228,5	$4^2D_{3/2} - 5d^1F_{7/2}$	41228,5	O.
5	2423,05	41257,8	$4^2D_{3/2} - 5d^1F_{9/2}$	41257,9	O.
1	2374,475	42101,71	$3p^4P_{3/2} - 3d^4D_{3/2}$	42101,70	B. O.
6	2373,549	42118,13	$3p^4P_{5/2} - 3d^4D_{5/2}$	42118,10	B. O. G.

1) Koinzidiert.

2) Koinzidiert mit Si I 2519,212.

Tabelle 7 (Fortsetzung)

Int.	$\lambda_L$	$\nu$	Komb.	$\nu_{\text{ber.}}$	
10	2372,115 <sup>1)</sup>	42143,59	$3p\ ^4P_{1/2}-3d\ ^4D_{3/2}$	42143,59	B. O. G.
2	2370,695	42168,83	$3p\ ^4P_{1/2}-3d\ ^4D_{1/2}$	42168,73	B. O. G.
6	2370,208	42177,50	$3p\ ^4P_{3/2}-3d\ ^4D_{5/2}$	42177,48	B. O. G.
8	2369,289	42193,85	$3p\ ^4P_{3/2}-3d\ ^4D_{3/2}$	42193,88	B. O. G.
5	2368,090	42215,21	$3p\ ^4P_{1/2}-3d\ ^4D_{5/2}$	42215,31	B. O. G.
5	2367,596	42224,02	$3p\ ^4P_{3/2}-3d\ ^4D_{3/2}$	42224,08	B. O. G.
8	2321,570	43061,05	$3p\ ^4P_{1/2}-3d\ ^4P_{3/2}$	43061,09	B. O. G.
4	2319,069	43107,48	$3p\ ^4P_{3/2}-3d\ ^4P_{1/2}$	43107,61	B. O. G.
5	2317,487	43136,91	$3p\ ^4P_{1/2}-3d\ ^4P_{3/2}$	43136,87	B. O. G.
1	2314,992	43183,40	$3p\ ^4P_{3/2}-3d\ ^4P_{1/2}$	43183,39	B. O. G.
4	2313,527	43210,74	$3p\ ^4P_{3/2}-3d\ ^4P_{1/2}$	43210,78	B. O. G.
2	2312,491	43230,09	$3p\ ^4P_{1/2}-3d\ ^4P_{3/2}$	43229,97	B. O. G.
1	2311,031	43257,40	$3p\ ^4P_{1/2}-3d\ ^4P_{1/2}$	43257,36	B. O. G.
4	2267,53	44087,2	$3\ ^2D_{3/2}-4d\ ^2P_{1/2}$	44086,3	O.
7	2265,98	44117,2	$3\ ^2D_{3/2}-4d\ ^2P_{3/2}$	44116,9	O.
8	2180,96	45837,0	$3\ ^2S_{1/2}-3d\ ^2P_{3/2}$	45837,0	O. G.
6	2177,35	45913,0	$3\ ^2S_{1/2}-3d\ ^2P_{1/2}$	45913,0	O. G.
4	2164,89	46177,2	$3\ ^2D_{3/2}-6s\ ^2P_{1/2}$	46177,0	O.
6	2160,32 <sup>2)</sup>	46274,9	$3\ ^2D_{3/2}-6s\ ^2P_{3/2}$	46273,7	O.
0,5	2094,8	47722	$3\ ^2D_{3/2}-5d\ ^2F_{3/2}$	47722,5	O.
0,5	2093,3	47756	$3\ ^2D_{3/2}-5d\ ^2F_{1/2}$	47755,1	O.

Ein Bogen zwischen Stücken reinen Aluminiums in Neon oder in Helium ergab die Quartet- und einige Dubletgruppen. Die Analyse geschah mit einem 1 m = Konkavgitter in I, II und III. Ordnung (in I. Ordnung 17 ÅE/mm). Viele der hierzu gehörenden Linien waren früher genau mit großem Konkavgitter gemessen (Wellenlängentabelle von Al II).<sup>3)</sup> Eine von Hrn. Dr. Ritschl durchgeführte Versuchsreihe über Elektronenanregung des Aluminiumdampfes im elektrischen Vakuumofen nach einer von ihm ausgearbeiteten Methode<sup>4)</sup> ergab Spektrogramme eines mittleren Hilgerschen Quarzspektrographen.

Ihre Diskussion führte zur Auffindung einer Reihe weiterer

1) Koinzidiert mit  $3\ ^2P_{1/2}-6\ ^2S(10)$  2372,044.

2) Ber. 2160,37; Fehler der Messung 0,06 ÅE.

3) R. A. Sawyer u. F. Paschen, Ann. d. Phys. 84. S. 1. 1927.

4) R. Ritschl, Verh. Deutsche Phys. Ges. (3) 10. S. 33. 1929.



Dublets, welche einer ziemlich weitgehenden Erweiterung des Spektrums Al I angehören.

Die beiden Nebenserien des einfachen Spektrums sind (Tab. 4) angegeben mit Wellenlängen, welche gelegentlich der Arbeiten des Verf. über He II, Al III und Al II<sup>1)</sup> mit großem Gitter genau gemessen waren, und welche sich auf scharfe Linien beziehen, die in der feldlosen Heliumglimmschicht emittiert sind.

Zur Klassifikation der neuen Dubletterme dienen folgende Kennzeichen:

1. Größere Aufspaltung kommt der Konfiguration  $3s\,3p\,ns\,^2P$  zu, welche nur zwei verschiedene  $^2P$ -Terme ergibt, einen anknüpfend an  $3s\,3p\,^2P$ , und einen an  $3s\,3p\,^1P$ , welcher letzterer aber kaum in Betracht kommen dürfte.

2. Die Konfiguration  $3s\,3p\,3d$  führt wieder zu zwei Gruppen von  $^2F$ ,  $^2D$ ,  $^2P$ -Termen, von denen nur die an  $3s\,3p\,^3P$  anknüpfende in Betracht kommen dürfte. Diese Terme sind an ihren Kombinationen mit den Termen  $(3s)^2nd\,^2D$  des einfachen Spektrums erkannt.<sup>2)</sup> Dabei ist in einem Falle einer der neuen Dubletterme als  $^2F_{7/2, 5/2}$  und in einem zweiten Falle einer als  $^2P_{3/2, 1/2}$  durch die Feinstruktur erkannt.

Die Kombination  $^2D\,^2F$  führt nämlich zweimal den Term  $^2D_{5/2}$  und hat die schwächste Komponente  $^2D_{5/2},\,^2F_{5/2}$  auf der langwelligen Seite der mittelstarken  $^2D_{5/2},\,^2F_{5/2}$ .

Die Kombination  $^2D\,^2P$  führt zweimal den Term  $^2D_{5/2}$  und hat die schwächste Komponente  $^2D_{5/2},\,^2P_{3/2}$  auf der kurzwelligen Seite der stärksten Komponenten  $^2D_{5/2},\,^2P_{3/2}$ .

Bei der Kombination  $^2D\,^2D$  müssen zwei schwache Komponenten je außerhalb der beiden starken  $^2D_{5/2},\,^2D_{5/2}$  und  $^2D_{3/2},\,^2D_{3/2}$  vorkommen. Dies konnte in keinem Falle exakt nachgewiesen werden. Beim Linienpaar 3479,8 und 3482,6 wurde eine schwache Komponente 3479,3 gemessen und es wird angenommen, daß auch die nach Rot unscharfe Linie 3482,6 eine langwellige

1) F. Paschen, *Ann. d. Phys.* **50**. S. 901. 1916; **71**. S. 142. 1923; **71**. S. 537. 1923.

2) In der Tab. 6 stellen die Horizontalreihen Serien dar, die nach Rot verlaufen, wie die gewöhnlichen nach Violett, weil der Anfangszustand (subtraktiver Term) konstant bleibt. Ich habe sie „verkehrte Serien“ genannt.

Komponente hat. Danach ist der neue Term als  $^2D$ -Term angenommen.

Von den  $n^2D$ -Termen geben nur die Terme  $(3s)^2 4d^2D$  und  $5d^2D$  genügend starke Linien und haben zugleich genügende Aufspaltung zur Anwendung dieser Kriterien.

Man kann die Größenordnung der Terme des erweiterten Spektrums abschätzen durch Subtraktion der Wellenzahl der Resonanzlinie des Spektrums Al II  $(3s)^2 ^1S - 3s3p^3P_1 = 37453,8$  von den Termen des einfachen Spektrums. So folgt aus  $(3s)^2 4s^2S = 22933,3$  der Term  $3s3p4s^4P = 22933,3 - 37453,8 = -14520,5$  bezogen auf die Grenze des einfachen Spektrums Al I. Wirklich beträgt der Term  $3s3p4s^4P_{3/2} = -13466,4$ .

Man erhält so für die zur Grenze  $3s3p^3P$  zugeordneten Terme der Erweiterung folgende Zahlenwerte:

#### Abgeschätzte Termwerte der Erweiterung Al I

$(3s)^2 3p^3P_{1/2}$	48168,9	$(3s)^2 4p^2P_{1/2}$	15316,5
$3s(3p)^2 ^4P, ^2D, ^2S, ^2P$	+ 10765,1	$3s3p4p^4P(D, P, S)$	- 22137,3
	$n = 4$	5	6
$(3s)^2 ns^2S$	22933,3	10591,6	6136,1
$3s3pn^2s^4P$	- 14520,5	- 26862,2	- 31317,7
	$n = 3$	4	5
$(3s)^2 nd^2D$	15844,2	9347,0	6043,3
$3s3pnd^4P(F, D, P)$	- 21609,6	- 28106,8	- 31410,5

Nach diesen Kriterien sind die neuen Dubletterme klassifiziert. Vermißt wird ein  $3s3p4s^2P$ -Term von der Größenordnung - 15000 und von großer Aufspaltung.

Wenn die neuen Dubletterme die hier angenommene Bedeutung haben, muß man nach den von A. Fowler<sup>1)</sup> und von A. Fowler und E. W. H. Selwyn<sup>2)</sup> für das Spektrum C II gefundenen Gesetzmäßigkeiten erwarten, daß auch die Terme  $3s(3p)^2 ^2D, ^2S, ^2P$  auftreten. Sie sollten erstens mit dem

1) A. Fowler, Proc. Roy. Soc. Amer. 105. S. 299. 1924.

2) A. Fowler u. E. W. H. Selwyn, Proc. Roy. Soc. A. 120. S. 312. 1928.

Grundterm  $(3s)^2 3p^2 P$  je ein starkes Dublet geben und müßten außerdem mit jedem der neuen Dubletterme eine starke Linien-  
gruppe erzeugen.

Nun sind einige Liniengruppen beobachtet, welche bereits der ersten Erwartung gemäß gedeutet worden sind oder gedeutet werden können.

Nach Bowen und Millikan<sup>1)</sup> soll die Kombination  $(3s)^2 3p^2 P - 3s(3p)^2 {}^2P$  in den folgenden Linien ver-  
wirklicht sein:

0,5	1768,95	56530,9	$3 {}^2P_{3/2} - 3p {}^2P_{1/2}$	$3s(3p)^2 {}^2P_{3/2} = -8446,3$
3	1766,31	56615,2	$3 {}^2P_{1/2} - 3p {}^2P_{3/2}$	84,3
		113,1		${}^2P_{1/2} = -8362,0$
1	1762,79	56728,3	$3 {}^2P_{1/2} - 3p {}^2P_{3/2}$	

Mit den hieraus folgenden Termen  $3s(3p)^2 {}^2P_{1/2}, {}^2P_{3/2}$  geben die neuen Dubletterme keine nachweisbaren Linien.

E. W. H. Selwyn<sup>2)</sup> hat in einem Aluminiumbogen, der in einer Stickstoffatmosphäre brannte, ein Linienpaar gefunden:

(12 n)	1936,45	51640,9
		112,2
(10 n)	1932,25	51753,1

und als  $(3s)^2 3p^2 P - 3s(3p)^2 {}^2S$  gedeutet. Im Bogen in Neon habe ich diese beiden Linien sehr unscharf wiedergefunden. Auch der Term im Werte von  $-3472,0$ , nach Selwyn  $3s(3p)^2 {}^2S$ , der hieraus folgt, gibt keine nachweisbare Kombination mit den neuen Dublettermen dieser Arbeit.

Schließlich sind von Kayser und Runge<sup>3)</sup> zwei Paare nach Rot unscharfer Linien je mit der Schwingungsdifferenz des Grund  ${}^2P$ -Terms angegeben:

(4) 2426,14	41205,2	(1) 2231,20	44804,9
	112,0		110,8
(2) 2419,56	41317,2	(1) 2225,70	44915,7
$3s(3p)^2$	+ 6963,7		+ 3365

1) J. S. Bowen u. R. A. Millikan, *Phys. Rev.* **26**. S. 160. 1925.

2) E. W. H. Selwyn, *Proc. Phys. Soc.* Vol. 41, Part 4, Nr. 229, S. 392, 1929.

3) H. Kayser u. C. Runge, *Anhang Abh. Berl. Akad. d. Wiss., Abschn. VI*, S. 10, 1892.

Stellen diese Linienpaare Kombinationen des Grund $^2P$ -Terms mit den Termen  $^2S$  und  $^2D$  der Konfiguration  $3s(3p)^2$  vor, so müßten die darunter verzeichneten Zahlenwerte diese Terme sein. Auch diese kombinieren mit keinem der neuen Dubletterme. Überdies ist der Term 6963,7 so nahe gleich dem Term  $(3s)^2 4f^2 F = 6962,6$ , daß die bisherige Deutung dieses Dublets als  $3^2P - 4^2F$  richtig sein kann. Dafür spricht die Unschärfe nach Rot.

Nun kann man aus der Größe des Terms  $3s(3p)^2 ^4P_{1/2} = 19214,06$ , welcher sicher erwiesen erscheint, und aus der Überschlagsrechnung S. 525 schließen, daß die fraglichen Dubletterme die Größenordnung  $+10000$  haben sollten. Dann müßten starke Dublets mit der Differenz des  $3^2P$ -Terms im Ultraviolett vorhanden sein.

Ich neige zu der Annahme, daß eines dieser Dublets das bisher als erstes Glied der I. N. S.  $(3s)^2 3p^2 P - (3s)^2 3d^2 D$  angenommene starke Dublet 3092, 3082 Å ist, und daß also der bisherige Term  $(3s)^2 3d^2 D$  derjenige  $3s(3p)^2 ^2D$  ist.

Dafür spricht der anomale Verlauf der  $^2D$ -Folge und die zu kleine Aufspaltung dieses  $^2D$ -Terms. Streicht man ihn aus der  $^2D$ -Folge, so daß der bisherige zweite Term derselben  $n=3$  zugeordnet wird, so würden zwar alle Werte der effektiven Quantenzahlen  $n^*$  größer sein als die wahren  $n$ , sich aber diesen bei höheren Werten  $n$  sehr nähern. Außerdem nimmt dann die Aufspaltung  $\Delta^2D$  regulär mit wachsendem  $n$  ab. Zur Illustration sind in der Tab. 4 die Werte  $n^*$  und die Aufspaltungen angegeben. Der Zahlenwert des bisherigen Terms  $3^2D$  und die Intensität seiner Kombinationen sowie die Intensität der Kombinationen des früheren  $4^2D$ , jetzigen  $3^2D$ -Terms lassen diese Deutung zu. Die endgültige Entscheidung darüber kann allerdings erst nach Sicherstellung der Terme  $3s(3p)^2 ^2S$  und  $^2P$  erfolgen.

(Eingegangen 9. Oktober 1931)

**Über die Schallstrahlung einer mit Knotenlinien  
schwingenden Kreismembran**

**Von H. Stenzel und M. J. O. Strutt**

Die obige Arbeit<sup>1)</sup> von M. J. O. Strutt enthält in der Einleitung eine Bemerkung: „Die Theorie rechnet bis jetzt mit der Schallstrahlung knotenfreier Strahlungsflächen. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, diese Theorie auf Flächen mit Knotenlinien zu erweitern“. Demgegenüber sei hier festgestellt, daß in zwei Arbeiten<sup>2)</sup>, von denen Strutt die letztere zitiert hat, bereits die Berechnung der Schallstrahlung von Membranen mit Knotenlinien in prinzipieller Weise angegeben wird, ohne jedoch für eine bestimmte Knotenfigur die Rechnung durchzuführen, noch den Einfluß von Kreis- oder Radialknoten auf die Schallstrahlung zu diskutieren. In diesen letzten Punkten geht Strutts Arbeit, die auch in der Durchführung der Rechnung andere Wege einschlägt, über jene Stenzels hinaus.

1) M. J. O. Strutt, Ann. d. Phys. [5] 11. S. 129. 1931.

2) H. Stenzel, Ann. d. Phys. [5] 7. S. 947. 1930; Proc. Stockholmer Internat. Kongreß für Mechanik.

(Eingegangen 14. November 1931)